PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1910. Redaktionsschluß für No. 13 am 20. Juni 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

O. M. Corbino, Die Verteilung der Isodynamen zwischen den Polen eines Elektromagnets und Anomalien des Zeemanphänomens. S. 521.

G. Vieth, Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen. S. 526.

M. Abraham, Die Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens in der Relativtheorie. S. 527.

Chr. Füchtbauer, Zur Frage der Emission von Spektrallinien durch Temperaturstrahlung. S. 531.

C. u P. Habicht, Elektrostatischer Potential-Multiplikator nach A. Einstein. S. 532.

A. Johnsen, Demonstration der Polarisationsazimute konvergenter Lichtstrahlen beim Austritt aus doppelbrechenden Kristallplatten. S. 535.

A. E. Haas, Über eine neue theoretische Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms. S. 537.

J. K. A. Wertheim-Salomonson, Die Vorgänge im Induktionsapparat. S. 538.

P. Ludewig, Ein registrierendes Vertikalanemometer zur Benutzung im Freiballon. S. 543.

W. J. Müller, Notiz über die Radioaktivität des Brunnenwassers zu Mülhausen (Els.). S. 545.

W. Eickhoff, Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen. S. 547.

Physikalische Technik:

C. Benedicks, Ein sehr einfacher Apparat für Gasverflüssigung. S. 547.

Besprechungen:

J. J. Thomson, Die Korpuskulartheorie der Materie. S. 549.

A. Righi, Strahlende Materie. S. 549.

E. Liebenthal, Praktische Photometrie. S. 549.

H. Weber u. J. Wellstein, Enzyklopädie der Elementar-Mathematik. S. 550.

G. Bornemann, Stöchiometrie. S. 550.

E. Fabry, Lehrbuch der allgemeinen Mathematik. S. 550.

H. Buchholz, Das mechanische Potential. S. 550.

R. Blochmann, Grundlagen der Elektrotechnik. S. 551.

K. Heun, Lehrbuch der Mechanik. S. 551.

van der Waals, Lehrbuch der Thermodynamik. I. S. 551.

J. Fröhlich, Polarisation des gebeugten Lichtes. S. 551.

H. Pellat, Lehrbuch der Elektrizität. III. S. 551.

Tagesereignisse. S. 552.

Personalien. S. 552.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Verteilung der Isodynamen zwischen den Polen eines Elektromagnets und Anomalien des Zeemanphänomens. (Distribuzione delle linee isodinamiche tra i poli d'un elettromagnete e anomalie del fenomeno Zeeman.)

Von O. M. Corbino.

1. Über die tatsächliche punktförmige Verteilung der Feldwerte zwischen den Polstücken eines Elektromagnets wissen wir sehr wenig, denn sämtliche bekannte Methoden gestatten nur die Bestimmung eines mittleren Wertes in einer Fläche von nicht sehr kleiner Ausdehnung. Eine sehr geistreiche Methode, die wir Zeeman selbst verdanken, gründet sich auf das spindelförmige Aussehen des von den äußeren Komponenten des Tripletts umschlossenen Gebietes; sie ist nicht leicht zu handhaben und nur für sehr starke Änderungen in einem kleinen Gebiete des Feldes zu verwenden.

Ein weit bequemeres Verfahren ist dagegen das folgende, das mir die allgemeine Untersuchung des Feldes im ganzen Luftraum des Elektromagnets ermöglicht hat.

Ein kleines Glasgefäß von passender Gestalt und Größe wird zwischen den Polen des Elektromagnets angeordnet. Es enthält altes Bravaiseisen, das bekanntlich eine energische negative magnetische Doppelbrechung besitzt, wenn man darauf achtet, die Teile an der Oberfläche der Flasche nach langer Ablagerung zu benutzen. Mit einer Flüssigkeitsschicht von wenigen Millimetern und einem Felde von 20000 Einheiten kann man einige Zehntel Wellenlängen als Gangunterschied zwischen den Schwingungen parallel und jenen senkrecht zum Felde erhalten.

Das Gefäß wird zwischen gekreuzten Nicols unter 45° gegen die Feldrichtung angeordnet. Ein kreisförmiges Stück des Gefäßes von einigen Millimetern Durchmesser wird mit einem Bündel Sonnenstrahlen beleuchtet[1]).

Erregt man das Feld, so erscheint das Licht wieder mit ähnlicher Farbe, wie sie die Flüssigkeit in der Durchsicht aufweist; in Wirklichkeit fehlen aber in diesem Lichte einige Wellenlängen, und zwar die, für welche die Doppelbrechung ein ganzes Vielfaches der betreffenden Wellenlänge ausmacht.

Wenn das Feld gleichförmig wäre, würde man somit bei spektroskopischer Beobachtung ein großes Spektralgebiet erhalten (ein Teil davon wird von der Flüssigkeit bei einer gewissen

1) Es ist zweckmäßig, wenngleich nicht notwendig, auf das Gefäß mittels einer Linse von großer Brennweite das reelle und verkleinerte Bild einer Kreisblende zu entwerfen; das ist aber nur dann nötig, wenn man die nutzbare Menge des Sonnenlichtes vergrößern muß.

Schichtdicke absorbiert), das von Fizeau-Foucaultschen Streifen durchfurcht wäre. Bei den gewöhnlichen Polschuhen erscheint indessen das Spektrum kontinuierlich. Das kommt daher, daß die Doppelbrechung an den verschiedenen von dem Strahlenbündel durchlaufenen Stellen des Gefäßes verschieden ist, weil eben dort die Feldstärke verschieden ist. Wenn man aber mittels einer Linse ein reelles Bild des Gefäßes auf den Spalt des Spektroskops entwirft, so erscheinen alsbald die Streifen ganz deutlich; sie sind nicht mehr geradlinig und folgen nicht den Fraunhoferschen Linien. Ihre Gestalt und ihre Lage im Spektrum ändern sich merklich, wenn man (wie bei den spektroheliographischen Methoden) die Lichtscheibe, welche das Bild des beleuchteten Teiles des Gefäßes bildet, mit dem Spalte absucht. Da nun die Doppelbrechung proportional dem Quadrate der Feldstärke und umgekehrt proportional dem Quadrate der Wellenlänge ist, so bezeichnet die Gestalt des einzelnen Streifens bezogen auf eine Fraunhofersche Linie (in einem Normalspektrum, und bis auf eine Konstante) die Kurve, welche die Feldstärke an den verschiedenen Punkten des beleuchteten Teiles des Gefäßes, die den verschiedenen Spaltpunkten entsprechen, wiedergeben würde.

Unter Benutzung eines geradsichtigen Spektroskops, das um seine Achse drehbar ist, kann man den Verlauf des Feldes längs der einzelnen Punkte irgendeines Durchmessers des kreisförmigen Bildes verfolgen, insbesondere längs des vertikalen und des horizontalen Durchmessers. Unter diesen Verhältnissen wird die Untersuchung der Feldverteilung besonders einfach und lehrreich. Verwendet man nun die beiden Polschuhe von der von Weiß angegebenen Normalform, wo der eine voll, der andere durchbohrt ist (siehe Fig. 1), und bringt man den

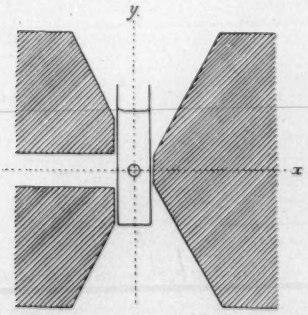


Fig. 1.

Spalt parallel zum vertikalen Durchmesser y des Lichtkreises an, so zeigen die Streifen ein ganz leicht gekrümmtes Aussehen; sie werden mehr und mehr gerade, wenn man die zu y parallelen von dem massiven Pole A weiter entfernten Sehnen untersucht.

Dies beweist, daß das Feld längs der Achse y, zumal in einer gewissen Entfernung vom Pol, merklich dieselbe Intensität hat. Die Schwankungen überschreiten nicht den Betrag von 2 v. H. Wenn man aber den Spalt horizontal anordnet, so daß man den Durchmesser x des Kreises untersucht, so erscheint das Spektrum von Streifen durchfurcht, die das merkwürdige Aussehen der Fig. 2 zeigen. Sie sind leicht ge-

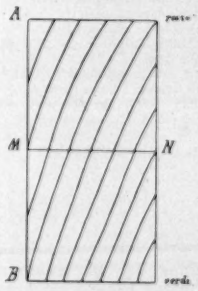


Fig. 2.

krümmt und stark gegen die horizontale Spaltrichtung geneigt. Jede Fraunhofersche Linie, wie die Linie MN, wird somit von verschiedenen Streifen in mehreren Punkten geschnitten. Beispielsweise entsprach bei einem Versuche, wo die Polflächen etwa 7 mm voneinander entfernt waren, und wo die Spektralbreite MN einem mittleren Teile des Gefäßes von 2 mm entsprach, die Doppelbrechung im Punkte M 10 Wellenlängen und stieg im Punkte N auf 16 Wellenlängen; die Linie MN wurde also siebenmal von den Streifen geschnitten. Das beweist, daß man um kaum 2 mm in Richtung der Achse x fortzuschreiten braucht, damit sich die Feldstärke (die ja der Quadratwurzel aus der Doppelbrechung proportional ist) allmählich von 1 auf 1,27 ändert, also eine Änderung um 27 v. H. erfährt. Die Feldstärke ist, wie natürlich, an dem Ende des Durchmessers x, der dem Pole A zunächst liegt, am größten[1]).

1) Da das Gefäß eine Dicke von ungefähr einem halben Zentimeter hat, so gibt die an den verschiedenen Punkten beobachtete Doppelbrechung in Wahrheit ein Integral über den Effekt längs des durch das Gefäß hin-

2. Man kann auch eine abweichende Anordnung benutzen, die darin besteht, daß man das ganze Gefäß mit monochromatischem Licht beleuchtet. Beobachtet man dann direkt mit einem Fernrohr, so erscheint das Bild durchzogen von zahlreichen Streifen, von denen jeder einzelne die Punkte des Feldes miteinander verbindet, in denen die Feldstärke konstant ist, also einer Doppelbrechung von einer, zwei, drei usw. Wellenlängen entspricht. Somit sind auf dem Gefäß direkt die Isodynamen des Feldes zu sehen, die den Feldstärken $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ usw., je nach der Ordnungszahl des betrachteten Streifens, entsprechen.

Diese Streifen lassen sich auch ohne große Schwierigkeit photographieren, und liefern dann sehr nützliche objektive Unterlagen für das Studium des Feldes im Luftraume für verschieden gestaltete Polschuhe.

Für eine eingehende Erforschung des Feldes ist es offenbar zweckmäßig, daß die Isodynamen möglichst dicht und zahlreich sind. Da man nun von einer zur nächsten durch einen Zuwachs der Doppelbrechung um eine Wellenlänge gelangt, und da die Doppelbrechung dem Quadrate der Wellenlänge des benutzten Lichtes umgekehrt proportional ist, so muß man möglichst monochromatisches Licht anwenden.

Es ist nun nicht leicht, genügend monochromatisches Licht in dem Spektralgebiete zu erhalten, wo das Bravaiseisen bei einer gewissen Schichtdicke genügend durchsichtig ist.

Um nämlich in einem Felde von ungefähr 15000 Gauß ein Dutzend Isodynamen verschiedener Ordnung zu erhalten, bedarf es einer sehr aktiven Flüssigkeitsschicht von nicht weniger als 4 mm Dicke, und in dieser Schichtdicke ist das Licht des Quecksilberbogens, das Cotton und Mouton bei ihren Untersuchungen über das Majoranaphänomen benutzt haben, nicht mehr ausreichend; ebensowenig genügt es, das weiße Licht durch die üblichen gefärbten Gläser oder Flüssigkeiten zu filtrieren, denn dabei wird kaum der vierte oder fünfte Streifen sichtbar, und auch diese büßen jegliche Schärfe ein.

Das Verfahren, das mir hinsichtlich der nutzbaren Lichtmenge und der Homogenität des Lichtes die besten Ergebnisse geliefert hat, ist folgendes:

Ein Bündel Sonnenstrahlen beleuchtet direkt, ohne Spalt, ein Rowlandsches Konkavgitter mittlerer Größe (geteilte Fläche $5 \times 2{,}5$ cm, Brennweite etwa 1 m). Man erhält dann in geringem Abstande von dem Gitter (weniger als 1 m entfernt) ein sehr helles Spektrum von genügender Dispersion. Seine Reinheit ist nicht sehr groß, denn man erkennt kaum einige Fraunhofersche Linien; sie genügt aber für den Zweck. Wenn man nun in der Ebene, wo das Spektrum am reinsten ist, einen Spalt von etwa $^1/_2$ cm Breite aufstellt und das austretende Licht benutzt, um das Gefäß zwischen gekreuzten Nicols zu beleuchten, so ist das Gesichtsfeld genügend stark beleuchtet, und die Streifen bis über den fünfzehnten hinaus, sind deutlich ausgezeichnet. Man muß natürlich den geeigneten Teil des Spektrums, zwischen Rot und Orange, benutzen und mittels passender Linsen das durch die Nicols hindurchgehende Strahlenbündel begrenzen, um möglichst geringe Lichtverluste zu erhalten. Es erscheint mir überflüssig, bei diesen Einzelheiten, die in der Optik beständig vorkommen, länger zu verweilen. Ich beschränke mich darauf, die Wirksamkeit des Gitters hervorzuheben, als des einzigen Apparates, der gestattet, ohne Linsen und Spalte ein stark dispergiertes und genügend reines Spektrum in geringem Abstande vom Apparate selbst zu erhalten, was nicht ohne Wert ist, wenn der Experimentator keinen großen Raum zur Verfügung hat.

Bei der Herstellung der photographischen Aufnahmen[1]) entwarf ich (unter Ausnutzung des gesamten durchgehenden Lichtes) ein reelles Bild des Gefäßes von ungefähr derselben Größe in die Ebene, wo sich die Kassette mit der Platte befand. Die Farbe des verwendeten Lichtes wählte ich unter Berücksichtigung der nach Rot zu geringeren selektiven Absorption der Flüssigkeit und der nach Grün hin zunehmenden Empfindlichkeit der photographischen Platte. Für die direkte Betrachtung war natürlich eine geringere Lichtmenge erforderlich, und somit konnte die Homogenität des benutzten Lichtes gesteigert werden; daher war die Schärfe der Streifen viel größer, als sie in den Photographien erscheint.

Es waren noch weitere Vorsichtsmaßregeln erforderlich. Vor allen Dingen mußte während der Expositionsdauer (ungefähr 5 Minuten) die Feldstärke konstant gehalten werden, um eine Verschiebung der Streifen zu vermeiden, die bei denen hoher Ordnung sehr leicht auftritt. Zu diesem Zwecke verwendete ich im Elektromagnetkreise einen Rheostaten, mit dessen Hilfe ich die Stromstärke konstant halten konnte. Außer-

durchlaufenden Lichtstrahles. Da aber der Verlauf der Kraftlinien in der Achse x eine Symmetrieachse besitzt, und da die Änderungen der Feldstärke in der Richtung der Achse y klein sind, so werden sie auch in Richtung des Lichtstrahles klein sein. Es war daher im vorliegenden Falle nicht nötig, dem Gefäße eine ganz geringe Dicke zu geben.

1) Hierbei hat mich Herr G. Trabacchi mit Geschick und Verständnis unterstützt, wofür ich ihm hiermit herzlichst danken möchte.

dem mußten die höchsten Feldstärken ausgeschlossen werden, weil eine starke Erwärmung der Wickelung und des Eisens sich der Flüssigkeit mitteilt und die Konstante ihrer magnetischen Doppelbrechung verändert.

Schließlich waren Verschiebungen in der Richtung der Sonnenstrahlen zu vermeiden, durch welche sich die mittlere Wellenlänge des von dem Spalte ausgenutzten Spektralgebietes etwas verändert, so daß man eine merkliche Verschiebung der Streifen erhalten würde. Auf jeden Fall waren die Schwierigkeiten nicht sehr groß, und sie sind natürlich nicht mehr vorhanden, wenn man sich mit der direkten Betrachtung begnügt, bei welcher das Phänomen nicht nur viel deutlicher, sondern auch viel interessanter ist, weil man die bei einer Änderung des Magnetisierungsstromes auftretende Bewegung der Streifen verfolgen und somit mit Leichtigkeit die Ordnungszahl der Isodynamen feststellen kann, die zuweilen in verschiedenen Teilen des Feldes dieselbe ist.

Die Abbildungen 1 bis 7 in der Fig. 3 geben einige der aufgenommenen Photographien wieder.

Die Aufnahme 1 wurde mit einem Gefäß aus Zelluloid erhalten. Dieses Gefäß war eigens angefertigt worden und erfüllte den ganzen Raum zwischen den Polschuhen mit Einschluß des konischen Teiles. Die Ordnungszahl der Streifen erkennt man leicht, wenn man von außen her anfängt.

Alle übrigen Aufnahmen wurden mit zwei Glasgefäßen von 4 mm Dicke und rechteckiger Gestalt ausgeführt. Das eine, größere, Gefäß gestattet, die Polschuhe einander bis auf etwa 11 mm zu nähern; das andere, kleinere, gestattet eine Annäherung bis auf 7 mm. In dem erstgenannten Gefäße kam eine weniger aktive Flüssigkeit zur Verwendung.

Die Aufnahmen 2, 3, 3b wurden mit undurchbohrten Polschuhen gewonnen, die in ebenen Scheiben von etwa 5 mm Durchmesser endeten. In der Aufnahme 2 sind die Streifen bis zum sechsten zu sehen, in der Aufnahme 3 bis zum achten Streifen, der die beiden Zweige einer Art Hyperbel bildet; bei der Aufnahme 3b war die Magnetisierungsstromstärke größer, und der, gleichfalls doppelte, Streifen höchster Ordnung ist der zwölfte.

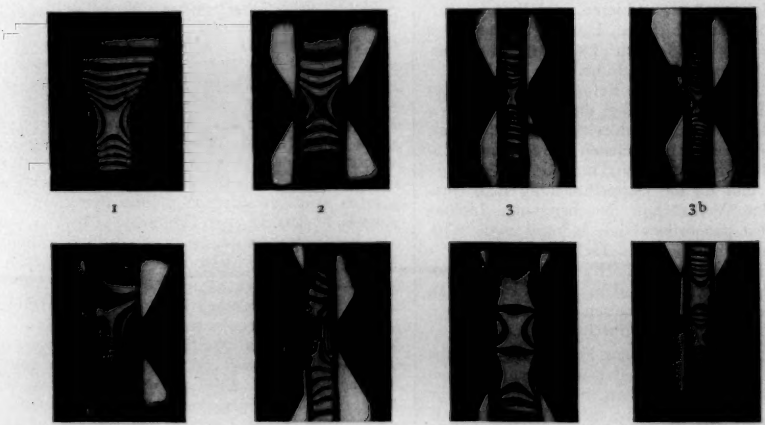


Fig. 3.

Die Aufnahmen 4 und 5 wurden mit zwei Polschuhen gemacht, von denen der eine durchbohrt, der andere massiv war, und deren gegenseitiger Abstand bei den beiden Aufnahmen verschieden war, nämlich einmal 11 mm, das andere Mal 7 mm. Man erkennt sogleich, daß längs der Feldachse der größte Gradient der Isodynamen auftritt, die hier fast vertikal verlaufen. In der Aufnahme 4 begegnet man in horizontaler Richtung dem ersten bis fünften Streifen, während sich der erste und der zweite auch nach außen wenden. In der Aufnahme 5 sind die Isodynamen zwischen den Polen noch

dichter, und man gelangt längs der Achse von der vierten zur achten Isodyname auf einer Gesamtstrecke, die in Wirklichkeit 3 mm betrug. Wir finden somit die Änderung um etwa 13 v. H. auf das Millimeter längs der Achse wieder, das wir nach der anderen Methode erhalten hatten. Man erkennt auch auf den ersten Blick aus der Gestalt der Isodynamen, daß das Feld in der Nähe der Achse in transversaler Richtung merklich konstant ist, während es sich in longitudinaler Richtung so schnell ändert; hierdurch werden die nach der anderen Methode erhaltenen Ergebnisse bestätigt.

Die Aufnahmen 6 und 7 wurden mit den beiden durchbohrten Polschuhen des Elektromagnets nach Weiß gemacht.

Die Aufnahme 6 bietet wenig Interesse, weil bei der geringen Aktivität der Flüssigkeit kaum der vierte, doppelte Streifen in dem die Bohrung umgebenden Kreisringe erhalten wurde.

Viel interessanter ist die Aufnahme 7. Sie wurde mit einem Polabstande von 7 mm und einer aktiveren Flüssigkeit gewonnen. Wir haben hier eine Reihe von acht Streifen, dann den neunten, der fast den ganzen Kranz um die Bohrung einnimmt, darauf in absteigender Ordnung die Streifen 8, 7, 6, 5, und zwischen den Bohrungen den Streifen vierter Ordnung; jenseits wiederholt sich das Phänomen symmetrisch.

Die Ordnung der Streifen erkennt man leicht aus ihrer Bewegung bei Steigerung der Stromstärke. In jedem Falle besteht zwischen zwei unmittelbar benachbarten Streifen eine Differenz in der Ordnungszahl von ± 1; überdies ist die Erscheinung stets symmetrisch zur Polachse.

Wie ich bereits oben erwähnt habe, mißt die in jedem Punkte des Gefäßes beobachtete Doppelbrechung das Integral über den Effekt längs des hindurchgehenden Lichtstrahles. Wenn daher das Feld auf der Bahn dieses Strahles verschiedene Intensität hat, so werden die Streifen nicht genau die Isodynamen aufzeichnen, und zwar um so weniger genau, je größer die Dicke des Gefäßes ist.

Nun bestätigen Versuche mit dünneren als den bisher benutzten Gefäßen (bis hinab zu 1 mm), Versuche, bei denen die Streifen weniger zahlreich sind, die in den Photographien wiedergegebenen allgemeinen Ergebnisse und beweisen somit, daß längs des Lichtstrahles auf der kurzen Strecke innerhalb des Gefäßes die Änderungen der Feldstärke nicht wesentlich sind. Daß dies der Fall sein muß, ersieht man auch aus der Beobachtung, daß das Feld ein Rotationskörper um die Achse des Elektromagnets ist, und daß der Feldgradient längs des Lichtstrahles in der Nähe der Achse mit dem transversalen Gradienten identisch wird und noch kleiner ist, wenn man sich etwas von der Achse entfernt, da der Strahl das Gefäß tangential zum einen Rotationskreise durchläuft, der eine Isodyname ist. Nun ist der transversale Gradient in der Nähe der Achse kleiner als 1 v. H. per Millimeter, wie auch aus allen Untersuchungen über das Zeemanphänomen hervorgeht; der größte Fehler war somit bei dem Gefäß von 4 mm Dicke kleiner als 4 v. H., und die Änderungen des Fehlers von Punkt zu Punkt beträchtlich kleiner, so daß sich eine zu vernachlässigende Deformation der Streifen gegenüber den wahren Isodynamen ergibt.

Ich will noch auf eine Eigentümlichkeit der Methode hinweisen, aus der man Nutzen ziehen kann.

Die Streifen stellen die Isodynamen der Komponente des Feldes in der Ebene normal zu den Lichtstrahlen dar; sie stellen sie aber auch dar, wenn die Richtung dieser Komponente von Punkt zu Punkt veränderlich ist; nur wird in diesem Falle die Helligkeit des Hintergrundes, von dem sich die dunklen Streifen abheben, von Punkt zu Punkt verschieden sein, und die Streifen werden nur an den Stellen verschwinden, wo die Komponente des Feldes in der Richtung eines der gekreuzten Nicols orientiert ist.

Tatsächlich kann man feststellen, daß sie sich nicht verschieben, wenn man das ganze System der beiden stets auf Dunkelheit eingestellten Nicols dreht, sondern daß sich nur die Helligkeit des Hintergrundes ändert, auf dem sie sich abzeichnen.

Es ist daher interessant, die Form der Streifen für den Fall von Polschuhen verschiedener Gestalt aufzusuchen, da man damit die Lösung von interessanten Problemen aus der Theorie des Magnetismus und aus der Elektrotechnik erhalten kann.

3. Vorderhand können wir aus den gewonnenen Ergebnissen eine wahrscheinliche Erklärung für einige ernste Anomalien ableiten, die in neuerer Zeit beim Studium des Zeemanphänomens beobachtet worden sind.

Eines der wichtigsten Ergebnisse, die man kürzlich beim Studium des Zeemanphänomens erhalten hat, betrifft die merkliche Ungleichheit zwischen dem Abstand der äußeren Komponenten des Tripletts bei Beobachtung normal zu den Kraftlinien und jenem zwischen den Komponenten des in der Feldrichtung sichtbaren Dupletts. Diese zuerst von Tenani[1]) beobachtete, dann unabhängig von Nagaoka[2]) gefundene Ungleichheit ist unvereinbar mit der kinematischen Deutung des Zeemanphänomens[3])

1) Lincei Rendic. **18**, 677, 1909; **19**, 198, 1910.
2) Nature, S. 188, August 1909.
3) Alle übrigen bisher festgestellten Anomalien und

und mit der elementaren Theorie von Lorentz, sie steht aber auch nicht im Einklang mit der Theorie von Voigt, die sie nur in außerordentlich viel geringerem Maße und von einer Dissymmetrie des Tripletts begleitet voraussagt; nach Tenani würde indessen die erwähnte Ungleichheit, aber nicht die Dissymmetrie des Tripletts vorhanden sein, die ihre Ursache sein müßte.

Gegenüber einem derartigen Ergebnisse wäre man beinahe a priori geneigt, anzunehmen, daß es durch irgendeine Störungsursache bedingt wird. Eine solche bietet sich von selbst und ist auch bereits von Tenani auf Veranlassung des Herrn Cotton untersucht worden. Es scheint nämlich der Gedanke naturgemäß, daß wenn man, wie er es getan hat, Polschuhe benutzt, von denen einer eine Bohrung zur longitudinalen Beobachtung enthält, daß dann das beobachtete Licht von Teilen der Lichtquelle ausgeht, die in Feldgebieten liegen, in denen die Feldstärke merklich verschieden ist. Dieser Erklärung lassen sich zwei Erwägungen entgegenstellen:

I. Es scheint wenig wahrscheinlich, daß in dem kleinen Raum, den der Funke oder der kapillare Teil des Geißlerrohres einnimmt, das Feld Intensitätsschwankungen aufweisen soll, die 10 bzw. 6 v. H. betragen müßten, um die Ergebnisse Tetanis zu erklären.

II. Das wird dadurch bestätigt, daß die Komponenten des Dupletts und des Tripletts (die optische Anordnung ist derart, daß jedem Punkte der Lichtquelle ein und nur ein Punkt des spektralen Bildes entspricht) auf ihrer ganzen Länge konstanten gegenseitigen Abstand haben.

Die in dieser Veröffentlichung mitgeteilten Ergebnisse gestatten ein ziemlich sicheres Urteil über die tatsächliche Tragweite dieser Betrachtungen.

Wir haben ja gesehen, daß bei der Tenanischen Versuchsanordnung (Fig. 1) das Feld sich in Richtung der Kraftlinien um etwa 27 v. H. bei einer Verschiebung um nur 2 mm verändern kann.

Unvergleichlich kleinere (bei der Empfindlichkeit der Methode aber immerhin nachweisbare) Änderungen beobachtet man, wie gesagt, in Richtung normal zum Felde, also längs der y-Achse.

Nun wird der Funke oder das Geißlerrohr gewöhnlich in Richtung normal zum Felde angeordnet. Daraus erklärt es sich, weshalb Tenani einen nahezu konstanten Abstand zwischen den Komponenten des Tripletts und des Dupletts auf der ganzen Länge gefunden hat. Man erkennt aber auch, daß die benutzten Teile der Lichtquelle, obschon sie sehr begrenzt waren, sehr wohl bei longitudinaler und bei transversaler Betrachtung in verschiedenen Gebieten des Feldes gelegen haben können, des Feldes, das sich in horizontaler Richtung bei einer Verschiebung um nur 2 mm um 27 v. H. ändert; das ist besonders dann möglich, wenn man, für den Fall des Funkens, die Luftströmungen in Betracht zieht, denen der Funke ausgesetzt ist, und wenn man beobachtet, daß die mit Geißlerröhren beobachtete Anomalie von etwas geringerem Betrage ist (etwa 10 Proz. beim Funken zwischen Magnesiumelektroden und 6 v. H. mit einem 1,8 mm starken Geißlerrohr mit Quecksilberdampffüllung).

Wir werden daher das von Tenani angegebene paradoxe Phänomen mit Reserve aufnehmen; seine Existenz wird erst bewiesen sein, wenn es sich in einem wirklich gleichförmigen Felde wiederfindet, das als solches durch ein empfindliches und sicheres Verfahren, wie das von mir angewandte, erkannt worden ist.

Physikalisches Institut der Universität Rom.

(Nach dem Manuskript aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. Mai 1910.)

Über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen.

Von Gerhard Vieth.

Bei umfassenderen Untersuchungen über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in kristallinisch flüssigen Substanzen beobachtete ich bei einer natürlich aktiven Substanz Unsymmetrie der magnetischen Drehung in bezug auf entgegengesetzte Felder.

Die untersuchte Substanz ist Anisalamino-α-Methylzimtsäure-akt.-amylester, die Herr Prof. Dr. Vorländer vom chemischen Institut der Universität mir gütigst zur Verfügung stellte. Die Substanz zeigt starke natürliche Rechtsdrehung; Herr cand. phil. Franke fand bei Zimmertemperatur und für monochromatisches gelbes Licht eine Drehung von 5800° pro mm.

In seiner Magneto- und Elektrooptik[1])

Dissymmetrien der Lage und der Intensität (siehe auch Dufour, Journ. de Phys., April 1910) betreffen auch den Zusammenhang zwischen dem longitudinalen und dem transversalen Zeemanphänomen, wie er durch das Gesetz von Cornu ausgedrückt wird, wonach die beiden Phänomene die verschiedenen Formen sein sollen, in denen dieselben zirkularen oder geradlinigen, fest im Raum orientierten, Schwingungen in den verschiedenen Richtungen erscheinen.

1) W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig 1908, S. 11.

spricht W. Voigt die Vermutung aus, daß an Körpern von sehr starker natürlicher Drehung eine Verschiedenheit der magnetischen Drehung bei entgegengesetzten Feldern entstehen müßte.

Diese Vermutung ist durch die vorliegenden Beobachtungen, die unter Leitung des Herrn Geheimrat Prof. Dr. Dorn im physikalischen Institut der Universität angestellt worden sind, bestätigt worden.

Es folgen die Resultate für gelbes und grünes Licht.

Anisalamino-α-Methylzimtsäure-akt.-amylester

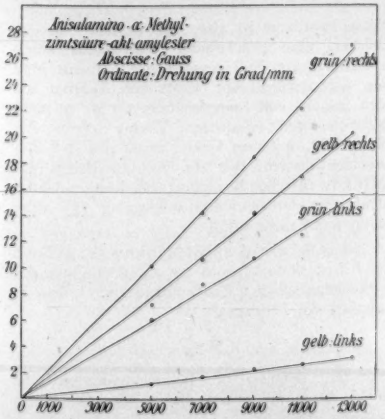
1. gelb

Linksdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,022	1,21
7000	0,032	1,77
9000	0,042	2,32
11000	0,049	2,64
13000	0,058	3,20

Rechtsdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,132	7,29
7000	0,193	10,70
9000	0,257	14,20
11000	0,307	16,96
13000	0,368	20,33



2. grün

Linksdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,110	6,08
7000	0,160	8,84
9000	0,195	10,77
11000	0,225	12,43
13000	0,280	15,47

Rechtsdrehung

Gauß	Magnetische Drehung der Schicht	Drehung in Grad/mm
5000	0,185	10,22
7000	0,260	14,37
9000	0,335	18,51
11000	0,400	22,10
13000	0,490	27,07

Damit ist also erwiesen, daß die Rechtsdrehung größer ist als die Linksdrehung. Im übrigen zeigen die Resultate (vgl. Figur) eine Bestätigung des Gesetzes von Verdet, daß die magnetische Drehung der Polarisationsebene proportional der Intensität der Magnetisierung wächst.

Physikalisches Institut zu Halle a. S., 26. Mai 1910.

(Eingegangen 27. Mai 1910.)

Die Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens in der Relativtheorie.

Von Max Abraham.

Die Bemerkungen, die G. Nordström in dieser Zeitschrift[1]) über die Formulierung der Bewegungsgleichungen eines Massenteilchens gemacht hat, veranlassen mich, diese Frage vom Standpunkte der Relativtheorie aus zu diskutieren.

H. Minkowski[2]) hat den Bewegungsgleichungen eines Massenelements die folgende Form gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \nu \frac{d^2 x}{d\tau^2} &= X, \\ \nu \frac{d^2 y}{d\tau^2} &= Y, \\ \nu \frac{d^2 z}{d\tau^2} &= Z, \\ \nu \frac{d^2 u}{d\tau^2} &= U. \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

1) G. Nordström, diese Zeitschr. 11, 440, 1910.
2) H. Minkowski, Göttinger Nachrichten 1908, S. 53 ff., Gl. 21.

Dabei kennzeichnet ν die „Ruhmassendichte" der Materie an dem betreffenden Punkte des vierdimensionalen Raumes, dessen Koordinaten x, y, z und $u = ict$ sind. Die „Eigenzeit" τ ist eine Invariante der Lorentzschen Transformationen, d. h. ein vierdimensionaler Skalar, der mit t verknüpft ist durch

$$\frac{d\tau}{dt} = \varkappa = \sqrt{1 - q^2}, \tag{2}$$

wo q den Geschwindigkeitsvektor, bezogen auf die Lichtgeschwindigkeit (c) als Einheit, bezeichnet.

Es ist demnach

$$c^2 q^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dz}{dt}\right)^2$$

und andererseits, nach (2):

$$c^2 q^2 = c^2 - c^2 \left(\frac{d\tau}{dt}\right)^2.$$

Es besteht also die Identität:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\tau}\right)^2 = c^2 \left(\frac{dt}{d\tau}\right)^2 - c^2,$$

die man, $u = ict$ einführend, auch schreiben kann:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dy}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{dz}{d\tau}\right)^2 + \left(\frac{du}{d\tau}\right)^2 = -c^2. \tag{3}$$

Wie τ, so ist auch ν eine Invariante der Lorentzschen Transformationen; bei diesen transformieren sich somit die linken Seiten der Gleichungen (1), wie die Koordinaten $x\ y\ z\ u$, oder, in Minkowskis Ausdrucksweise, wie die Komponenten eines vierdimensionalen Vektors erster Art. Wie die Komponenten eines solchen, müssen sich, damit die Bewegungsgleichungen invariant gegenüber Lorentzschen Transformationen seien, auch die rechterseits stehenden Größen X, Y, Z, U transformieren. Diese müssen ferner, wegen der aus (3) folgenden Identität

$$\left.\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau}\cdot\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{dy}{d\tau}\cdot\frac{d^2y}{d\tau^2} + \frac{dz}{d\tau}\cdot\frac{d^2z}{d\tau^2} + \\ + \frac{du}{d\tau}\cdot\frac{d^2u}{d\tau^2} = 0 \end{aligned}\right| \tag{4}$$

der „Orthogonalitätsbedingung" genügen:

$$\frac{dx}{d\tau}\cdot X + \frac{dy}{d\tau}\cdot Y + \frac{dz}{d\tau}\cdot Z + \frac{du}{d\tau}\cdot U = 0. \tag{5}$$

Wir nehmen an, daß auf das betrachtete Massenteilchen elektromagnetische Kräfte einwirken. Gemäß den Prinzipien der Elektrodynamik bewegter Körper[1]) leiten sich die Komponenten $\mathfrak{K}_x\ \mathfrak{K}_y\ \mathfrak{K}_z$ der elektromagnetischen Kraft, bezogen auf die Volumeinheit, aus den Maxwellschen Spannungen und der Impulsdichte ab, und es ordnet sich ihnen, als vierte Komponente eines vierdimensionalen Vektors erster Art, die Größe zu

$$\mathfrak{K}_u = i\left\{(q\mathfrak{K}) + \frac{1}{c}Q\right\}, \tag{6}$$

welche der Summe aus Arbeit der elektromagnetischen Kraft und Joulescher Wärme Q proportional ist.

Man sieht nun aber leicht ein, daß es nicht möglich ist, die Komponenten $\mathfrak{K}_x\ \mathfrak{K}_y\ \mathfrak{K}_z\ \mathfrak{K}_u$ mit den rechten Seiten der Minkowskischen Bewegungsgleichungen zu identifizieren. In der Tat, bildet man aus dem vierdimensionalen Geschwindigkeitsvektor

$$\left.\begin{aligned} \frac{dx}{d\tau} = \frac{dx}{dt}\frac{dt}{d\tau} = \frac{cq_x}{\varkappa}, \\ \frac{dy}{d\tau} = \frac{dy}{dt}\frac{dt}{d\tau} = \frac{cq_y}{\varkappa}, \\ \frac{dz}{d\tau} = \frac{dz}{dt}\frac{dt}{d\tau} = \frac{cq_z}{\varkappa}, \\ \frac{du}{d\tau} = \frac{du}{dt}\frac{dt}{d\tau} = \frac{ci}{\varkappa}, \end{aligned}\right| \tag{7}$$

und dem elektromagnetischen Kraftvektor das (vierdimensionale) skalare Produkt

$$\frac{dx}{d\tau}\mathfrak{K}_x + \frac{dy}{d\tau}\mathfrak{K}_y + \frac{dz}{d\tau}\mathfrak{K}_z + \frac{du}{d\tau}\mathfrak{K}_u = c\Phi, \tag{8}$$

so ergibt sich für diese Invariante der Wert

$$c\Phi = \frac{c}{\varkappa}\{(q\mathfrak{K}) + i\mathfrak{K}_u\},$$

oder, nach (6):

$$c\Phi = -\frac{Q}{\varkappa}. \tag{9}$$

Diese Invariante ist also, falls in dem Massenteilchen eine Joulesche Wärmeentwicklung stattfindet, von Null verschieden; definiert man die elektromagnetische Kraft und Wärme aus den Impuls- und Energiesätzen, so ist es nicht möglich, den erhaltenen Vektor erster Art $\mathfrak{K}_x\ \mathfrak{K}_y\ \mathfrak{K}_z\ \mathfrak{K}_u$ mit dem Vektor erster Art $X\ Y\ Z\ U$ zu identifizieren, der die rechten Seiten der Minkowskischen Bewegungsgleichungen bildet; denn die Orthogonalitätsbedingung (5) wäre dann nicht mehr erfüllt.

Diese Schwierigkeit hat Minkowski dadurch zu heben versucht, daß er die Definition der elektromagnetischen Kraft abänderte. Indem er nämlich die Zusatzkraft

$$\Phi\cdot\frac{q}{\varkappa}$$

einführt, definiert er die elektromagnetische Kraft durch die ersten drei Komponenten des Vektors erster Art

1) Vgl. M. Abraham, diese Zeitschr. 10, 737, 1909.

$$\left.\begin{aligned} X &= \mathfrak{K}_x + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dx}{d\tau}, \\ Y &= \mathfrak{K}_y + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dy}{d\tau}, \\ Z &= \mathfrak{K}_z + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{dz}{d\tau}, \\ U &= \mathfrak{K}_u + \Phi \cdot \frac{1}{c}\frac{du}{d\tau}. \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Dieser genügt, gemäß (8) und (3), der Orthogonalitätsbedingung (5); er wird von Minkowski mit der rechten Seite des Quadrupels der Bewegungsgleichungen (1) identifiziert.

Durch Einführung der Zusatzkraft wird auch der Wert der Arbeit (A) abgeändert. Er ist jetzt

$$A = c\,(q_x X + q_y Y + q_z Z) = c\left\{(q\,\mathfrak{K}) + \Phi\frac{q^2}{\varkappa}\right\},$$

oder, nach (9)

$$A = c\,(q\,\mathfrak{K}) - Q\frac{q^2}{\varkappa^2}. \qquad (11)$$

Andererseits folgt, für die Größe

$$U = \mathfrak{K}_u + \Phi\frac{i}{\varkappa}$$

nach (6) und (9) der Wert

$$U = i\left\{(q\,\mathfrak{K}) + \frac{Q}{c} - \frac{Q}{c}\cdot\frac{1}{\varkappa^2}\right\},$$

und da identisch ist

$$1 - \frac{1}{\varkappa^2} = 1 - \frac{1}{1-q^2} = -\frac{q^2}{\varkappa^2},$$

so erhält man

$$U = \frac{i}{c}\cdot A. \qquad (12)$$

Es lautet also die letzte der Bewegungsgleichungen (1):

$$\nu\frac{d^2u}{d\tau^2} = \frac{i}{c}\cdot A,$$

oder

$$\nu c^2\frac{d^2t}{d\tau^2} = A.$$

Minkowski schreibt nun, indem er die Ruhmasse des Teilchens als unveränderlich betrachtet,

$$\frac{d}{d\tau}\left(\nu c^2\frac{dt}{d\tau}\right) = A, \qquad (13)$$

und interpretiert diese Gleichung als Energiegleichung, also als Energie der Materie pro Volumeinheit die Größe

$$\nu c^2\frac{dt}{d\tau} = \frac{\nu c^2}{\sqrt{1-q^2}}. \qquad (14)$$

Es liegt auf der Hand, daß die Gleichung (13) nur dann als Ausdruck des Energieprinzipes gelten kann, wenn dem Massenteilchen Energie allein in Form von Arbeit, aber nicht in Form von Wärme zuströmt. Handelt es sich aber um einen Leiter, in dem Joulesche Wärme entsteht, so ist (13) nicht als Ausdruck des Energieprinzips zu betrachten. Es ist dann das Quadrupel der Minkowskischen Bewegungsgleichungen derart abzuändern, daß in der vierten die Joulesche Wärme auftritt.

Die Abänderung, die ich bereits in früheren Mitteilungen[1]) angegeben habe, ist die folgende:

Die Minkowskische Zusatzkraft wird gestrichen, und den Bewegungsgleichungen wird, an Stelle von (1), die Form gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dx}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_x, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dy}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_y, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dz}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_z, \\ \frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{du}{d\tau}\right) &= \mathfrak{K}_u. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

ν, die „Ruhmassendichte" der Materie, muß auch jetzt noch, damit die Gleichungen invariant gegenüber Lorentzschen Transformationen seien, ein vierdimensionaler Skalar sein, der jedoch als Funktion der Eigenzeit τ angesehen werden kann. Schreibt man die Gleichungen (15)

$$\begin{aligned} \nu\frac{d^2x}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dx}{d\tau} &= \mathfrak{K}_x, \\ \nu\frac{d^2y}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dy}{d\tau} &= \mathfrak{K}_y, \\ \nu\frac{d^2z}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dz}{d\tau} &= \mathfrak{K}_z, \\ \nu\frac{d^2u}{d\tau^2} + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{du}{d\tau} &= \mathfrak{K}_u. \end{aligned}$$

multipliziert sie der Reihe nach mit $\frac{dx}{d\tau}, \frac{dy}{d\tau}, \frac{dz}{d\tau}, \frac{du}{d\tau}$, und addiert, so ergibt sich, mit Rücksicht auf (3), (4) und (8):

$$c^2\frac{d\nu}{d\tau} = -c\Phi. \qquad (16)$$

Da Φ, ν und τ, vierdimensionale Skalaren sind, so ist diese Beziehung mit dem Relativitätsprinzip wohl vereinbar. Ihre physikalische Bedeutung ergibt sich, indem man aus (9) den Wert von Φ einsetzt:

$$c^2\frac{d\nu}{d\tau} = \frac{Q}{\varkappa}, \qquad (16a)$$

oder, gemäß (2),

$$c^2\frac{d\nu}{dt} = Q. \qquad (16b)$$

1) M. Abraham, diese Zeitschr. 10, 737, 1909. Vgl. auch die Arbeit: Sull' elettrodinamica di Minkowski. Rendic. di Palermo, 1910, 2°. sem., § 4.

Sie drückt aus, daß eine Entwicklung Joulescher Wärme in der Materie von einer entsprechenden Zunahme der Ruhmasse begleitet ist.

Die letzte der Gleichungen (15) schreibt sich, wenn man für u seinen Wert ict und für $\mathfrak{K}_u$ den durch (6) gegebenen Ausdruck einsetzt:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\nu c^2 \frac{dt}{d\tau}\right) = Q + (c\,q\,\mathfrak{K}), \qquad (17)$$

wobei

$$\nu c^2 \frac{dt}{d\tau} = \frac{\nu c^2}{\sqrt{1-q^2}} \qquad (18)$$

auch hier, wie in (14), die Dichte der Energie der Materie angibt.

Die Energiegleichung (17), die unserer Formulierung der Bewegungsgleichungen entspricht, enthält — im Gegensatz zu (13) — nicht nur die Arbeitsleistung der elektromagnetischen Kraft, sondern auch die Joulesche Wärme. Sie ist daher als vollständiger Ausdruck des Energieprinzips zu betrachten, während die Minkowskische Formulierung der Bewegungsgleichungen und der Energiegleichung nur bei Isolatoren zutrifft.

Es ist mir, bei dem dargelegten Sachverhalt, unverständlich, wie G. Nordström[1]) in meiner Formulierung der Bewegungsgleichungen einen Widerspruch mit dem Satze von der Erhaltung der Energie finden konnte, der ihn veranlaßt, ihr seine Billigung zu versagen. Sehen wir zu, welche Formulierung er selbst vorschlägt.

Nordström definiert, mit Minkowski, die elektromagnetische Kraft durch die rechten Seiten XYZ der Bewegungsgleichungen (1). Indem er aber, von Minkowski darin abweichend, die Ruhmasse der Materie als veränderlich betrachtet, schreibt er die Gleichung (1)

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dx}{d\tau}\right) &= X + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dx}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dy}{d\tau}\right) &= Y + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dy}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{dz}{d\tau}\right) &= Z + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{dz}{d\tau},\\
\frac{d}{d\tau}\left(\nu\frac{du}{d\tau}\right) &= U + \frac{d\nu}{d\tau}\frac{du}{d\tau}.
\end{aligned}\right| \qquad (19)$$

Hier stimmen nun die linken Seiten ganz mit denjenigen meiner Bewegungsgleichungen (15) überein; auch die rechten Seiten stimmen überein, wie aus (10) hervorgeht, wenn man die Beziehung (16):

$$c^2\frac{d\nu}{d\tau} = -c\,\Phi$$

beibehält, wie es Nordström tut. Der einzige Unterschied zwischen meiner Formulierung und der seinigen ist daher der, daß ich den Vektor $\mathfrak{L}$ als ponderomotorische Kraft anspreche, er den Vektor XYZ. Dies hat nun, wie oben dargetan wurde, zur Folge, daß, entsprechend (12), das Glied mit U in der letzten der Gleichungen (19) die Arbeit angibt. Um diese Gleichung auf die Form zu bringen, welche dem Energieprinzip entspricht:

$$\frac{d}{d\tau}\left(\nu c^2\frac{dt}{d\tau}\right) = A + Q_u,$$

muß Nordström setzen

$$i\frac{Q_u}{c} = \frac{d\nu}{d\tau}\frac{du}{d\tau} = \frac{ic}{\varkappa}\frac{d\nu}{d\tau},$$

so daß für die Joulesche Wärme erhalten wird:

$$Q_u = \frac{c^2}{\varkappa}\frac{d\nu}{d\tau} = -\frac{c\,\Phi}{\varkappa}, \qquad (20)$$

d. h. gemäß (9):

$$Q_u = \frac{Q}{\varkappa^2} = \frac{Q}{1-q^2}. \qquad (20a)$$

Man erhält also, wenn man die Minkowski-Nordströmsche Definition der ponderomotorischen Kraft annimmt, als Wärmeentwickelung einen im Verhältnis $1:1-q^2$ größeren Wert, als nach meiner Definition. Hierauf hatte ich bereits in der früheren Mitteilung hingewiesen und dargetan, daß jener Faktor $1/1-q^2$ mit den Grundsätzen der Elektrodynamik nicht vereinbar ist. Auch die folgende thermodynamische Überlegung zeigt die Unzulässigkeit des Nordströmschen Ausdrucks (20).

M. Planck hat gezeigt[1]), daß die Entropie eines bewegten Körpers eine Invariante bei Lorentzschen Transformationen ist, und daß ferner, wenn T die Temperatur bezeichnet, auch

$$\frac{T}{\sqrt{1-q^2}}$$

eine Invariante ist. Nun müssen sich, nach dem zweiten Hauptsatze, die Wärmemengen, bezogen auf zwei gegeneinander bewegte Bezugssysteme, wegen der Invarianz der Entropie verhalten wie die Temperaturen, also muß auch

$$\frac{Q}{\sqrt{1-q^2}} = \frac{Q}{\varkappa}$$

ein vierdimensionaler Skalar sein. Dieser Forderung genügt, wie aus (8) und (9) hervorgeht, der von mir für Q angegebene Wert, aber nicht der Nordströmsche Wert (20). Hieraus folgt: Der Nordströmsche Ausdruck für die Joulesche Wärme ist, als der Relativitätsthermodynamik widersprechend, zu verwerfen, und ebenso die Definition der elektromagnetischen Kraft, auf der er beruht.

Hingegen die durch die Bewegungsgleichun-

1) G. Nordström, diese Zeitschr. **11**, 440, 1910.

1) M. Planck, Berliner Sitzungsber. 1907, S. 542 ff.

gen (15) gegebene Definition der ponderomotorischen, speziell der elektromagnetischen Kraft, die ich auch ohne die Billigung von G. Nordström aufrecht erhalte, ist die einzige, die sowohl mit dem Relativitätsprinzip als auch mit den allgemeinen Grundsätzen der Elektrodynamik und der Thermodynamik vereinbar ist.

Wenn ich mich auch in der vorliegenden Note auf den Standpunkt des Relativitätsprinzips stelle, so brauche ich doch wohl kaum zu bemerken, daß es mir überaus zweifelhaft erscheint, ob die Relativtheorie zu einer logisch zulässigen, tatsächlich richtigen und zweckmäßigen Darstellung der Mechanik führen wird. Der von M. Born[1]) in seiner Göttinger Habilitationsschrift unternommene Versuch, die Einsteinsche Definition der Länge bewegter Körper auf solche Bewegungen auszudehnen, die von den Koordinaten und der Zeit abhängen, muß als gescheitert gelten, nachdem P. Ehrenfest[2]), G. Herglotz[3]), F. Noether[4]) und T. Levi-Cività[5]) dargetan haben, daß der zugrunde gelegte Starrheitsbegriff auf Rotationsbewegungen nicht anwendbar ist. Warten wir ab, ob es den Relativtheoretikern gelingt, eine andere, befriedigende, Starrheits- bzw. Längendefinition zu geben und so die logische Zulässigkeit des Einstein-Minkowskischen Raum- und Zeitbegriffes wahrscheinlicher zu machen.

M. Planck[6]) glaubt allerdings, dem Einwand von Ehrenfest[2]) dadurch entgehen zu können, daß er auf die Deformierbarkeit der wirklichen Körper hinweist. Nun wäre es zwar zu wünschen, daß die Anhänger der Relativtheorie davon Rechenschaft geben, wie ein elastischer Körper sich verhält, wenn er, etwa adiabatisch, in Drehung versetzt wird. Vielleicht wirft die Diskussion der Lösung dieses Problems und insbesondere des Grenzfalles, wo der Körper äußerst wenig deformierbar angenommen wird, auch Licht auf den Starrheitsbegriff der Relativtheorie. Solange indessen eine Lösung des erwähnten Problems nicht vorliegt, kann in der Bemerkung von M. Planck eine Entkräftung des Ehrenfestschen Einwandes nicht erblickt werden.

1) M. Born, Ann. d. Phys. **30**, 1, 1909.
2) P. Ehrenfest, diese Zeitschr. **10**, 918, 1909.
3) G. Herglotz, Ann. d. Phys. **31**, 393, 1910.
4) F. Noether, Ann. d. Phys. **31**, 919, 1910.
5) T. Levi-Cività, Ann. d. Phys **32**, 236, 1910.
6) M. Planck, diese Zeitschr. **11**, 294, 1910.

Mailand, 10. Mai 1910.

(Eingegangen 15. Mai 1910.)

Zur Frage der Emission von Spektrallinien durch Temperaturstrahlung.

Von Christian Füchtbauer.

Die Ansicht, daß Spektrallinien, speziell die Hauptserienlinien der Alkalien nie durch reine Temperaturstrahlung emittiert werden könnten, scheint noch immer von den meisten geteilt zu werden. Deshalb möchte ich auf Versuche hinweisen, nach denen diese Ansicht unhaltbar erscheint. Wenn die Linie von einer auf gleichmäßiger Temperatur befindlichen Röhre, in der kein anderer Prozeß verläuft, absorbiert wird, wird sie natürlich auch emittiert. Die Versuche bei hoher Temperatur scheinen, obwohl sie mir genügen würden, als nicht einwandfrei zu gelten, es werden nämlich dabei Metallröhren verwendet; wobei geringe Mengen reagierender Gase schwer auszuschließen sind. Sie müssen außerhalb des Ofens durch aufgekittete Fenster verschlossen sein, so daß Destillation stattfindet. Daher sei an folgenden von mir gelegentlich der Auffindung der Leitfähigkeit der Alkalidämpfe bei niedrigen Temperaturen ausgeführten Versuch[1]) erinnert: Natrium befand sich in einem mit Durchsichtkugeln versehenen, nach starkem Erhitzem von der Pumpe abgeschmolzenen Glasrohr von 15 cm Länge, das ganz im elektrischen Ofen lag. In diesem überall gleichmäßig erhitzten Rohr zeigten sich schon bei 190° die *D*-Linien in Absorption. Da in diesem Rohr keinerlei Destillation stattfindet, das Rohr absolut gasdicht war, was bei Metallröhren schwer in gleichem Grad erreichbar ist, und kein merklicher chemischer Prozeß verlief, indem das Glas, bei dieser tiefen Temperatur nicht merklich, jedenfalls nicht bis zur Färbung, angegriffen wurde, ist das Kirchhoffsche Gesetz auf den Dampf anwendbar. Es findet Temperaturstrahlung in den *D*-Linien statt. (Bei der Stärke dieser Absorptionslinien ist diese in gesättigtem Dampf von praktisch in Betracht kommenden Schichtdicken sehr bald von der gleichen Intensität wie beim schwarzen Körper, muß also z. B. bei 1000° gut beobachtbar sein).

Am Schluß seiner sehr sorgfältigen Untersuchung über die Strahlung der Bunsenflamme sucht Hans Schmidt[2]) die Auffassung, daß diskontinuierliche Emission stets auf Lumineszenz hindeute, durch eine eigens erdachte Hypothese zu halten. In Wahrheit ist das Ergebnis dieser genauen Messungen, daß bei dem verwendeten Brenner die ultraroten Wasserdampf- und Kohlensäurebanden nur durch Temperaturstrahlung der Verbrennungsgase emittiert werden

1) Diese Zeitschr. **10**, 376, 1909.
2) Diss. Berlin, Ann. d. Phys. **29**, 1027, 1909.

und daß diese Emission mit dem Verbrennungsvorgang nichts zu tun hat.

Natürlich kann bei chemischen und elektrischen Prozessen die Temperatur der Strahlung von der Körpertemperatur durchaus verschieden sein[1]).

1) Vgl. W. Wien, Ann. d. Phys. **23**, 415, 1907.

Leipzig, den 12. Mai 1910.

(Eingegangen 15. Mai 1910.)

Elektrostatischer Potentialmultiplikator nach A. Einstein.

Von C. und P. Habicht.

A. Einstein hat in dieser Zeitschrift[1]) eine Methode zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen publiziert. Wir haben nach eingehenden Versuchen einen Apparat nach dieser Methode konstruiert, der von den bekannten Nachteilen des Quadrantelektrometers frei ist und einen äußerst weiten Meßbereich ergibt. Im folgenden sind die Konstruktion und zur Prüfung der Leistungsfähigkeit des Apparats angestellten Versuche beschrieben.

Konstruktion.

Der Apparat besteht aus sechs übereinander angeordneten Zellen oder Stufen. Fig. 1 ist eine vertikale Ansicht, Fig. 2 ein horizontaler Schnitt durch die 2. Stufe des Apparates. Die an den Säulen B befestigten Metallplatten D tragen die Kugellager der durchgehenden Welle C, sowie die Isolatoren J der von uns als Erreger E und Abnehmer A bezeichneten ruhenden Metallblättchen. An der Welle C sind durch die Isolatoren R die Metallblättchen F befestigt. Dreht sich die Welle C, so berühren diese Blättchen F abwechselnd die federnden Erdungskontakte H und die Abnehmerkontakte K derart, daß die Unterbrechung aller Kontakte in dem Moment erfolgt, in welchem die rotierenden Blättchen F vollständig von den ruhenden A und E umhüllt sind.

Wird der primäre Erreger E_1 auf einem konstanten, z. B. positiven, Potential P_0 gehalten, so bildet er mit dem darin liegenden, durch H_1 geerdeten Blättchen F_1 einen Luftkondensator. Dreht sich F_1 weiter, so unterbricht H_1 die Erdung, und da durch das Herausdrehen F_1 von dem induzierenden Bügel entfernt wird, die auf F_1 befindliche Elektrizitätsmenge aber konstant geblieben ist, hat sich das Potential von F_1 auf einen konstanten Betrag erhöht, dessen absoluter Wert $> |-P_0|$ ist.

1) A. Einstein, diese Zeitschr. **9**, 216—217, 1908.

Beim Weiterrotieren kommen die Blättchen F in den Abnehmer A_1 und geben dort so lange Ladung an A_1 ab, bis dessen Potential eine gewisse Höhe erreicht hat. Dieses nach einer Anzahl von Umdrehungen stationäre Potential $-P_1$ ist seinem absoluten Wert nach bedeutend größer als $|P_0|$. Der Quotient $\left|\frac{P_1}{P_0}\right|$ heiße Übersetzung der Stufe 1.

Da der Abnehmer jeder Stufe mit dem Erreger der nächsten durch die Spindel L leitend verbunden ist, wird sich hier der Vorgang wiederholen und am Abnehmer der n^{ten} Stufe nach einer gewissen Anzahl Umdrehungen das stationäre Potential $P_n = P_0 \cdot a_1 \cdot a_2 \ldots a_n$ herstellen, wobei a die Übersetzung einer Stufe bedeutet.

Aus der Anordnung ergibt sich, daß die Abnehmer A_2, A_4, A_6 Ladung vom Zeichen des primären Erregers E_1, die auf der entgegengesetzten Seite liegenden A_1, A_3, A_5 Ladung vom entgegengesetzten Zeichen annehmen. Die Metallplatten D verhindern eine schädliche Influenzwirkung einer Stufe auf die andere.

Der ganze Apparat ist durch einen starken Metallmantel m (im Schnitt gezeichnet) sowohl gegen Staub als auch gegen Influenzwirkungen von außen vollkommen geschützt. Mantel m trägt 6 Anschlußstutzen u, welche gestatten, mittels des Stöpsels S am Abnehmer jeder beliebigen Stufe die sekundäre Spannung abzunehmen. Durch Messung dieser sekundären Spannung ergibt sich nach obiger Gleichung die primäre Spannung P_0.

Der in Fig. 2 dargestellte Kompensator O dient dazu, den bei Messung kleiner Potentiale sich bemerkbar machenden Voltaeffekt zu kompensieren. Dies geschieht dadurch, daß die von außen verstellbare, durch ein Element auf konstanter Spannung gehaltene Zunge Z durch Influenz auf die rotierenden Teilchen der 2. Stufe wirkt. Durch die Stellschraube T kann Z fixiert werden.

Die Isolation erfolgt beim ersten Erreger E_1 durch Bernstein; die übrigen isolierten Teile des Apparates sind durch eine schellackfreie Ausgußmasse isoliert, die bei großer Festigkeit ein ausgezeichnetes Isolationsvermögen in trockener und feuchter Luft besitzt.

Versuche.

Die folgenden Versuche führten wir gemeinsam mit A. Einstein im Züricher Universitätslaboratorium aus.

Für die Beurteilung des Apparats sind hauptsächlich folgende Punkte maßgebend.

Es ist zu untersuchen:

Fig. 1.

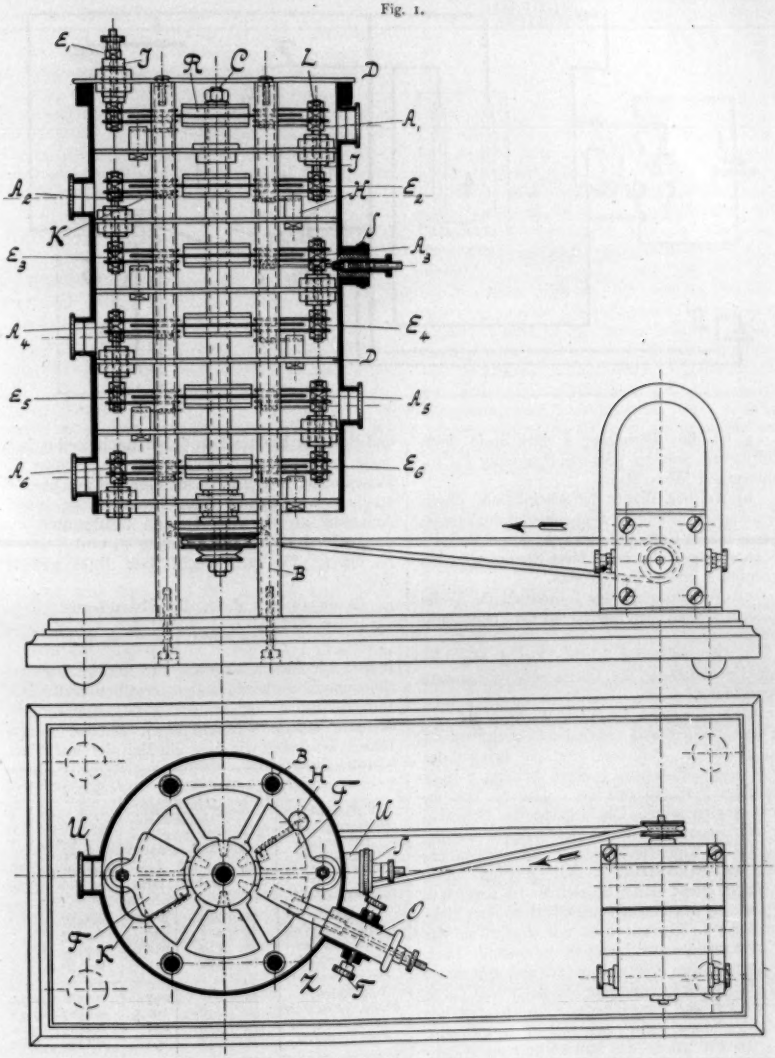


Fig. 2.

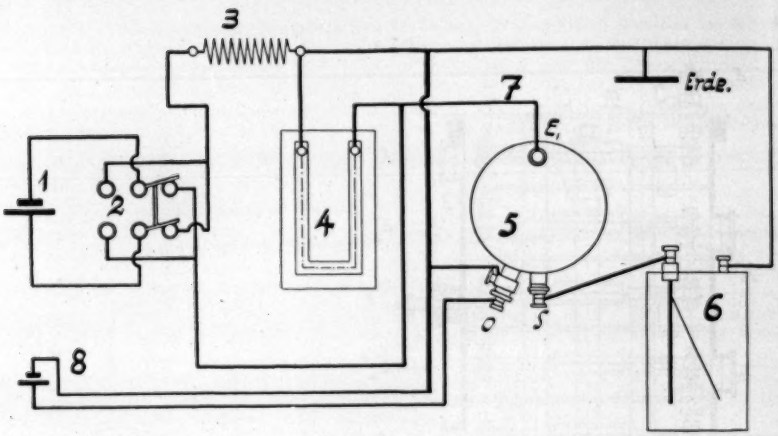


Fig. 3.

a) Ob die Übersetzung a einer Stufe einen konstanten, von der primären Spannung P_0 unabhängigen Wert besitzt.

b) Welchen Betrag die scheinbaren, durch den Apparat bedingten, Spannungsschwankungen des primären Erregers erreichen, deren Maß die Schwankungen der sekundären Spannungen bei geerdetem ersten Erreger sind.

c) Ob Inkonstanz der Tourenzahl der Welle C einen wesentlichen Einfluß auf die Übersetzung ausübt.

a) Obenstehendes Schema Fig. 3 zeigt die zur Untersuchung der Übersetzung a benutzte Anordnung.

Akkumulator 1 ist durch Wippe 2 auf den Vorschaltwiderstand 3 sowie den Stöpselrheostat 4 so geschaltet, daß dem primären Erreger des Potentialmultiplikators 5 durch Leitung 7 jedes beliebige Potential zwischen 0 und 1,5 Volt erteilt werden kann. Die Gehäuse des Potentialmultiplikators 5 und des Elektroskops 6, sowie ein Pol des Trockenelementes 8 und eine Klemme des Stöpselrheostaten 4 sind geerdet. Eine Leitung erteilt durch Stöpsel S die sekundäre Spannung des Potentialmultiplikators dem Elektroskope 6. Element 8 ist mit einem Pole zur Kompensationsvorrichtung O verbunden. Nach Anschluß des Elektroskops an den Abnehmer A_6 bei geerdetem primären Erreger wurde durch Einstellen der Zunge Z des Kompensators der Elektroskopausschlag auf nahezu 0 gebracht.

Darauf wurde das Elektroskop an A_3 angeschlossen und dem Primärerreger E_1 durch Veränderung des Widerstandes im Stöpselrheostat ein solches Potential r_3 bzw. l_3 erteilt, daß sich am Elektroskop 6 bei nach rechts bez. nach links gelegter Wippe der Ausschlag in Skalenteilen n ergab. Denselben Ausschlag n erteilten wir darauf dem Elektroskope unter Anschluß an A_4 und A_5 und bestimmten die dazu erforderlichen Spannungen r_4 und l_4 sowie r_5 und l_5 für nach rechts bez. links gelegte Wippe.

Es ergab sich dann die Übersetzung

$$\frac{r_4 + l_4}{r_3 + l_3} = a_4 \text{ und } \frac{r_5 + l_5}{r_4 + l_4} = a_5.$$

Indem wir diesen Versuch für andere Elektroskopausschläge wiederholten, ergaben sich diese Übersetzungen für andere Primärspannungen. Mehrere solche Versuchsreihen wurden ausgeführt, von denen wir hier ein Beispiel anführen.

Stufenzahl, Element-Spannung, Vorschaltwiderstand	Skalenteile am Elektroskop	Ω im Stöpselrheostat bei Stellung der Wippe nach rechts	Ω im Stöpselrheostat bei Stellung der Wippe nach links	$\frac{r+l}{2}$ Primär angelegte mittlere Spannung in Volt	Übersetzung a der Stufen 4 und 5
3 Stufen	50	285	287	0,4537	
El.-Sp. = 2,04 Volt	50	285	287	0,4537	
Vorschaltwiderstand 1000 Ω	170	912	912	0,9730	
	170	912	912	0,9730	
4 Stufen	50	295	297	0,0586	7,74
El.-Sp. = 2,04 Volt	50	296,0	296,5	0,0587	7,73
Vorschaltwiderstand 10000 Ω	170	650	651	0,1245	7,81
	170	652	652	0,1248	7,80
5 Stufen	50	31,5	35,5	0,0068	8,63
El.-Sp. = 2,04 Volt	50	31,0	36,0	0,0068	8,64
Vorschaltwiderstand 10000 Ω	170	70,0	73,0	0,0145	8,58
	170	70,0	75,0	0,0146	8,56

Es ergibt sich aus diesen Zahlen eine vollständige Unabhängigkeit der Übersetzung von der primären Spannung, da die auftretenden Schwankungen der Übersetzung durch die unter b) genannten Spannungsschwankungen bedingt sind. Um die Totalübersetzung vom primären Erreger bis zur 3., 4. und 5. Stufe zu bestimmen, verwendeten wir ein geeichtes Elektroskop der Firma Günther & Tegetmeyer, Braunschweig, bei sonst gleicher Versuchsanordnung. Es ergaben sich die Totalübersetzungen

bis zur 3. Stufe zu 680.
" " 4. " " 5260
" " 5. " " 46000.

Bei allen diesen Versuchen wurde nach jeder Meßreihe der 0-Punkt beobachtet. Eine Verschiebung trat nicht ein.

b) Zur Ermittlung dieser Spannungsschwankungen wurde das Elektroskop bei geerdetem primären Erreger an A_6 angeschlossen. Es ergaben sich im Verlauf einer zweistündigen Beobachtungsdauer Spannungsschwankungen am Elektroskope im Betrage von 50—200 Volt. Da die Totalübersetzung bis zur 6. Stufe ca. 360000 beträgt, so ergibt sich eine mittlere scheinbare Spannungsschwankung von etwa $^1/_{10000}$ Volt.

c) Die Tourenzahl der Welle war während der Versuche fortwährend sehr starken Schwankungen ausgesetzt, da der Antrieb von einem kleinen Wassermotor aus erfolgte, dessen Leitung auch einige größere Motoren speist. Wenn die Tourenzahl der Welle C den Wert von 1500 pro Min. nicht überschritt, so zeigte sich kein bemerkbarer Einfluß auf die Übersetzung.

Resultate.

Aus diesen Versuchen, denen sich andere angereiht haben, ergibt sich folgendes:

Der Potentialmultiplikator besitzt praktisch vollkommene Proportionalität zwischen sekundärer und primärer Spannung. Diese Eigenschaft erlaubt eine Eichung des Instrumentes.

Da die Gesamtübersetzungen eines solchen Instrumentes vom primären Erreger bis

a_1 etwa 8,5
a_2 " 72,0
a_3 " 620
a_4 " 5200
a_5 " 45000
a_6 " 360000

betragen, so gestattet dasselbe in Verbindung mit einem z. B. 100—1000 Volt zeigenden elektrostatischen Meßinstrument im Anschluß an den Abnehmer

A_6 die Messg. aller Potent. v. 0,0005 bis 0,0027 V.
A_5 " " " " " 0,0023 " 0,022 "
A_4 " " " " " 0,020 " 0,19 "
A_3 " " " " " 0,170 " 1,60 "
A_2 " " " " " 1,40 " 13 "
A_1 " " " " " 12 " 110 "
dir. " " " " " 100 " 1000 "

Die scheinbare primäre Spannungsschwankung von 0,0003 Volt beschränkt den Meßbereich nach unten auf etwa 0,0005 Volt.

Ein aus dem Potentialmultiplikator und einem elektrostatischen Meßinstrument wie oben bestehendes Aggregat ersetzt mehrere elektrostatische Meßinstrumente von verschiedenen Meßbereichen.

Besondere Vorzüge vor dem Quadrantenelektrometer sind: kleine Kapazität des primären Erregers (etwa 10 cm), welche erlaubt, äußerst kleine elektrische Mengen zu messen; der Fortfall der Hochspannungsbatterie; Unempfindlichkeit gegen Erschütterungen und Temperaturschwankungen; Verwendbarkeit für Demonstrationszwecke, da als Anzeige-Instrument ein Zeigerinstrument von großer Kapazität verwendet werden kann; leichte Transportfähigkeit.

Es ist aus den gegebenen Daten leicht ersichtlich, daß z. B. ein einziger radioaktiver Elementarprozeß bei der geringen Kapazität des primären Erregers mit dem Instrument leicht konstatiert werden kann und zwar ohne Benutzung des Rutherfordschen Kunstgriffes.

Statt für Meßzwecke läßt sich der Potentialmultiplikator auch zur Herstellung einer konstanten Hochspannung bis zu 1000 Volt benutzen.

Die angeführten Resultate und gesammelten Erfahrungen haben uns bewogen, die Konstruktion zum Patent anzumelden und die Fabrikation des Apparates selbst zu übernehmen.

Es sei uns auch an dieser Stelle gestattet, Herrn Prof. A. Einstein für die außerordentliche Förderung, die unsere Arbeit durch seine Mithilfe erfahren hat, herzlich zu danken. Ebenso sprechen wir den Herren Prof. Kleiner und Dr. Greinacher für die liebenswürdige Überlassung der notwendigen Apparate unsern besten Dank aus.

Schaffhausen, 23. Mai 1910.

(Eingegangen 28. Mai 1910.)

Demonstration der Polarisationsazimute konvergenter Lichtstrahlen beim Austritt aus doppelbrechenden Kristallplatten [1]).

Von A. Johnsen.

Die gewöhnlichen Projektionsschirme, wie Leinwand, Papier und übergipste Flächen,

1) Aus d. Centralbl. f. Mineralogie, Jahrg. 1910, Nr. 7.

depolarisieren infolge ihrer Doppelbrechung auffallendes linear polarisiertes Licht vor der Reflexion zum großen Teil, weil eine Anzahl der Strahlen z. B. die oberflächlichen Gipskriställchen durchdringt und elliptisch polarisiert wieder verläßt.

Betrachtet man das auf Papier projizierte Bild einer pleochroitischen Turmalinplatte durch ein Nicol, so ist infolge der doppelbrechenden Papierfasern kein Pleochroismus wahrzunehmen, wohl aber, wenn man auf Mattglas oder auf mattierte Metallflächen projiziert. Letzteres gilt daher auch im Gegensatz zu anderen Projektionsschirmen von den durch H. Lehmann[1]) eingeführten Metallschirmen, was dieser jedoch nicht erwogen oder bemerkt zu haben scheint.

Wirft man ein einachsiges oder zweiachsiges Interferenzbild auf einen der jetzt gebräuchlichen, am besten nicht geriefelten Aluminiumschirme, so kann man das Interferenzbild fast völlig auslöschen, indem man ein Nicol gekreuzt zu dem Analysator des Projektionsapparates zwischen Auge und Schirm bringt.

Entfernt man den Analysator von dem Apparat und besieht das nun erhellte Gesichtsfeld des Schirmes durch das Nicol, so erblickt man je nach der Stellung des letzteren das für gekreuzte bzw. das für parallele Nicols typische Interferenzbild.

Dreht man, indem man eine Stelle des Bildes durch jenes Nicol (Analysator) fixiert, letzteres so weit, daß die Interferenzfarbe dieser Stelle in Weiß übergeht, so liegen jetzt der Hauptschnitt des Analysators und die zu ihm senkrechte Richtung parallel den Polarisationsebenen der beiden Strahlenbündel, welche jene Interferenzfarbe lieferten.

An zweiachsigen Interferenzbildern findet man auf diese Weise die Fresnelsche Konstruktion der Schwingungsebenen praktisch verwirklicht, streng gilt die Konstruktion natürlich nur, wenn die Kristallplatte von allen Strahlen senkrecht getroffen wird. Nur einachsige, senkrecht zur Achse geschnittene Platten genügen der Fresnelschen Konstruktion auch bei konvergenter Durchstrahlung theoretisch genau.

Der didaktische Vorteil gegenüber einem Nörremberg oder einem Konoskop mit drehbarem Analysator beruht erstens darin, daß man objektiv an dem Schirm die zu fixierende Stelle zeigen und deren beide Polarisationsrichtungen mittels Fresnels Konstruktion (nach Augenmaß) angeben kann; zweitens darin, daß man durch kontinuierliches Entfernen des Analysators vom Auge den zu analysierenden Bildteil beliebig einzuengen vermag. Man kann mit dem Analysator ein parallel und senkrecht zu dessen Hauptschnitt orientiertes Fadenkreuz in deutlicher Sehweite verbinden oder ein solches in das Analysatordeckglas eingravieren.

Die durch den Aluminiumschirm bewirkte elliptische Polarisation stört die Erscheinungen aus folgenden Gründen nicht: der größte nutzbare Streuungswinkel der geriefelten Zeißschen *Al*-Schirme beträgt 84°, der maximale Einfallswinkel also $\frac{84^0}{4} = 21^0$. Hierfür berechnet sich aus den von Drude[1]) vereinfachten Formeln und den von demselben ermittelten Werten der Hauptinzidenz und des Hauptazimutes von Aluminium eine Phasendifferenz des reflektierten Strahles von $\frac{\pi}{60}$, also ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{120}$ und — nach bewirkter Kompensation dieser Differenz — eine Drehung der Polarisationsebene um $^1/_2{}^0$.

Ähnlich wie Papier und Mattglas (s. oben) müssen sich auch die kristallinen (außer regulären) und die kolloidalen Niederschläge unterscheiden; erstere depolarisieren vor der Reflexion dasjenige Licht, das ein wenig in sie eingedrungen ist, letztere nicht. Bringt man etwa in zwei zum Achsenwinkelapparat gehörige Glaströge gleich durchscheinende Niederschläge von Aluminiumhydroxyd und von Kalzit, so ist das auf die Tröge projizierte Turmalinbild auf dem ersteren viel deutlicher pleochroitisch als auf dem letzteren. Auf diese Weise könnte man kolloidale und kristalline Niederschläge auch in solchen Fällen unterscheiden, wo infolge geringer Doppelbrechung oder geringer Größe der Teilchen ein Gangunterschied nicht festzustellen ist und daher die mikroskopische Methode versagt; denn unsere Methode ist unabhängig von der Größe des Gangunterschiedes und selbst auf solche Aggregate anwendbar, deren Teilchen sich den Dimensionen der Lichtwellen nähern.

1) H. Lehmann, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **11**, 123, 1909.

1) P. Drude, Wied. Ann. **39**, 481, 1890.

(Eingegangen 4. Mai 1910.)

Über eine neue theoretische Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms [1]).

Von Arthur Erich Haas.

Die der Planckschen Theorie der Wärmestrahlung eigene Konstante h, die als „elementares Wirkungsquantum“ [2]) bezeichnet wird, ermöglicht unter Benutzung zweier naheliegender Hypothesen, deren Richtigkeit durch eine zahlenmäßige Prüfung bestätigt wird, eine ziemlich genaue Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und des Halbmessers des Wasserstoffatoms.

Die eine dieser beiden Hypothesen geht von der Tatsache aus, daß zufolge der Thomsonschen Theorie [3]) die Energie eines Atoms ein Maximum besitzen muß, das dann erreicht wird, wenn das schwingende Elektron eine Kreisbahn von dem Halbmesser der positiven Elektrizitätskugel beschreibt. Die Hypothese behauptet dann, daß das „Energieelement“, das nach Planck dem Wasserstoffatome als optischem Resonator zukommt und das durch das Produkt aus der unveränderlichen Schwingungszahl des Atoms und der universellen Konstante h gegeben ist, identisch ist mit der maximalen Energie des Atoms.

Die zweite der beiden Hypothesen geht von der eigenartigen Beschaffenheit des normalen Wasserstoffspektrums aus. Es besteht bekanntlich aus einer Serie von Linien, die gegen das ultraviolette Ende hin immer dichter zusammenrücken und deren Wellenlängen durch eine von Balmer [4]) gefundene Formel darstellbar sind. Diese lautet:

$$\lambda = \frac{n^2}{n^2 - 4} \cdot 3{,}647 \cdot 10^{-5}\ \text{cm}, \qquad (1)$$

wobei für n der Reihe nach alle ganzen Zahlen von 3 an zu setzen sind. Die in der Formel auftretende Konstante ist also nichts anderes als die Wellenlänge, die sich für $n = \infty$ ergibt und die wir daher mit λ_∞ bezeichnen wollen. Unsere zweite, naheliegende Hypothese sagt nun aus, daß die Konstante der Balmerschen Formel identisch ist mit der Länge der von dem Wasserstoffatome emittierten ursprünglichen Welle, daß also die Größe $\frac{c}{\lambda_\infty}$, die mit ν^* bezeichnet werde, den genauen Wert der Schwingungszahl des Wasserstoffatoms darstelle.

In mathematischer Formulierung lauten also unsere beiden Hypothesen, wenn wir mit ε das elektrische Elementarquantum, mit $\gamma = \frac{\varepsilon}{m}$ die spezifische Elektronenladung und mit a den Halbmesser des Wasserstoffatoms bezeichnen, folgendermaßen:

$$h\nu^* = \frac{\varepsilon^2}{a}\ ^{1}) \qquad (2)$$

und

$$\nu^* = \sqrt{\frac{\varepsilon\gamma}{4a^3\pi^2}}\ ^{2})\ ^{3}). \qquad (3)$$

Hieraus ergeben sich als Auflösungen nach den beiden Unbekannten ε und a die beiden Gleichungen

$$\varepsilon = \sqrt[5]{\frac{h^3\gamma\nu^*}{4\pi^2}} \qquad (5)$$

und

$$a = \sqrt[5]{\frac{h\gamma^2}{16\pi^4\nu^{*3}}}. \qquad (6)$$

Der Umstand, daß sowohl bei der Berechnung von ε als auch bei der von a aus einem schließlich erhaltenen Ausdruck noch die fünfte Wurzel zu ziehen ist, bedingt eine große Genauigkeit der so gefundenen Werte. Der Wert von ν^* ist bis auf drei Stellen wohl völlig sicher bekannt; da auch der Wert von γ ($5{,}6 \cdot 10^{17}$ im absoluten elektrostatischen Maße) durch mehr-

1) Eine ausführlichere Darstellung finden die hier behandelten Probleme in der in den Sitzungsberichten der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu Wien (März 1910) veröffentlichten Abhandlung des Verf.: „Über die elektrodynamische Bedeutung des Planckschen Strahlungsgesetzes und über eine neue Bestimmung des elektrischen Elementarquantums und der Dimensionen des Wasserstoffatoms“.

2) Max Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, Leipzig 1906. Für das elementare Wirkungsquantum fand Planck den Wert $h = 6{,}54 \cdot 10^{-27}$ erg. sec.

3) Nach der Annahme von J. J. Thomson (vgl. etwa dessen Werk „Elektrizität und Materie“, deutsch in der Sammlung „Die Wissenschaft“, Bd. 3, 2. Aufl., Braunschweig 1909, Kap. 5) besteht bekanntlich ein Atom aus einer gleichmäßig dichten Kugel von positiver Elektrizität, innerhalb deren eine Anzahl negativer Elektronen kreisförmige Bahnen um den Mittelpunkt der Kugel beschreibt. Die algebraische Summe der positiven und der negativen Elektrizität soll stets null betragen und das Wasserstoffatom als das einfachste aller Atome nur ein einziges Elektron besitzen.

4) Balmer, Notiz über die Spektrallinien des Wasserstoffes, Wied. Ann. **25**, 80, 1885; vgl. Riecke, Lehrbuch der Physik, 4. Aufl., § 345.

1) Denn es beträgt, wenn das Elektron einen Kreis vom Radius a beschreibt, sowohl die kinetische als auch die potentielle Energie $\frac{\varepsilon^2}{2a}$.

2) Diese Formel ergibt sich aus der Tatsache, daß die auf das Elektron wirkende Anziehungskraft gleich seiner Zentrifugalkraft sein muß oder

$$\frac{\varepsilon^2}{a^2} = 4ma\pi^2\nu^2.$$

3) Der Zusammenhang des elementaren Wirkungsquantums mit den Grundgrößen der Elektronentheorie würde also durch die Gleichung ausgedrückt

$$h = 2\varepsilon\pi\sqrt{ma}, \qquad (4)$$

wenn m die Masse des Elektrons bedeutet.

fache untereinander übereinstimmende Messungen[1]) ziemlich genau bestimmt ist, so ist eine Fehlergrenze von + 5 Proz. bei h und von + 2 Proz. bei γ wohl weit genug bemessen. Dem würde eine Fehlergrenze von etwa + 3 Proz. bei ε und von weniger als + 2 Proz. bei a entsprechen. Selbst wenn wir sowohl bei h als auch bei γ eine Fehlergrenze von + 10 Proz. annehmen würden, so erhielten wir doch als Fehlergrenze für ε noch weniger als + 8 Proz. und für a weniger als + 6 Proz.

Aus den Formeln (5) und (6) ergibt sich nun als genauer Wert für das elektrische Elementarquantum

$\varepsilon = 3{,}18 \cdot 10^{-10}$ elektrostatische Einheiten

und als genauer Wert für den Halbmesser des Wasserstoffatoms

$$a = 1{,}88 \cdot 10^{-8} \text{ cm}.$$

Der derart für ε gefundene Wert stimmt sehr gut mit demjenigen überein, den auf Grund genauester direkter Messungen Wilson[2]) für das elektrische Elementarquantum berechnete ($3{,}1 \cdot 10^{-10}$) und der sich auch ergibt, wenn man die sogen. Faradaysche Konstante (die von 1 g Wasserstoff bei der Elektrolyse transportierte Elektrizitätsmenge) mit der ihrem Betrage nach aus der kinetischen Gastheorie bekannten Masse eines Wasserstoffions multipliziert.

Der für den Halbmesser des Wasserstoffatoms gefundene Wert findet wiederum eine Bestätigung in der von Loschmidt auf Grund der kinetischen Gastheorie durchgeführten Berechnung des Halbmessers des Wasserstoffmoleküls, das man sich ja durch die Vereinigung zweier Wasserstoffatome entstanden zu denken hat; Loschmidts Berechnung ergab für den Molekülradius einen Wert von $2{,}2 \cdot 10^{-8}$ cm[3]).

Unter Benutzung der hier für ε und a abgeleiteten Werte erhält man schließlich für die Masse des Elektrons den Wert

$$m_e = 5{,}68 \cdot 10^{-28} \text{ g},$$

für die Masse des Wasserstoffatoms den Wert

$$m_H = 1{,}10 \cdot 10^{-24} \text{ g}$$

und für das Verhältnis der beiden Massen also die Zahl

$$\frac{m_H}{m_e} = 1930.$$

1) Versuche an Kathodenstrahlen von Kaufmann (1898) und Simon (1899). (Wied. Ann. **65**, 431, 1898 und **69**, 589, 1899.)

2) Phil. Mag., April 1903.

3) Vgl. etwa Riecke, Lehrbuch der Physik, 4. Aufl., § 204.

(Eingegangen 24. März 1910.)

Die Vorgänge im Induktionsapparat.

Von J. K. A. Wertheim-Salomonson.

Bei dem Studium des Unterbrechungsvorgangs im Induktionsapparat wurden einige Erscheinungen beobachtet, für welche bis jetzt noch keine genügende Erklärung in der Literatur gegeben wurde. Es handelt sich um das Verhalten der in der oszillographisch abgebildeten primären Stromkurve zu beobachtenden Schwingungen.

Daß wirklich Schwingungen vorkommen, wurde schon angegeben von Colley, Overbeck, d'Armagnat, Walter, Schnell, Ludwig u. a. Gute Oszillogramme wurden namentlich von d'Armagnat, sowie jüngsthin von Schnell, und Ludwig veröffentlicht. In dieser Arbeit möchte ich besonders über die zeitlichen Verhältnisse dieser Oszillationen berichten.

Als Induktoren wurden meistens ein 30—35-cm-Induktor von Max Kohl sowie ein 50-cm-Induktor von Hirschmann und ein 30-cm-Induktor von Siemens & Halske benutzt. Von den reproduzierten Oszillogrammen stammt das erste von dem 50-cm-Induktor, während die übrigen sämtlich vom Kohlschen Instrument herrühren.

Als Unterbrecher wurde anfangs ein Petroleum-Quecksilber Unterbrecher, später ausschließlich ein von Ducretet gebauter unter Lichtgas arbeitender Quecksilberturbineninterruptor verwendet. Die Zahl der Unterbrechungen betrug etwa 60—130 pro Sekunde und wird bei jedem Oszillogramm genau angegeben. Als Stromquelle diente die große 110-voltige Akkumulatorenbatterie der Gleichstromzentrale des Städtischen Krankenhauses.

Als Oszillograph wurde der neue Duddellsche Hochfrequenzdoppeloszillograph der Cambridge Instrument Company benutzt, welcher sich durch bequeme Handhabung, große Empfindlichkeit, hohe Frequenz (10000 Doppelschwingungen pro Sekunde) und günstige Dämpfungsverhältnisse auszeichnete.

Die Oszillogramme wurden auf fallende Platte photographiert. Mit einer hydraulischen Reguliervorrichtung wurde die Geschwindigkeit auf etwa 1 Meter pro Sekunde eingestellt. Zur genaueren Bestimmung der Geschwindigkeit diente ein nach der Siegfried Gartenschen Methode angefertigtes Koordinatennetz mit Zeitordinaten von genau $1\,\sigma = 0{,}001$ Sekunde, welches immer bei der Ausmessung verwendet wurde. Letztere geschah mit einem Mikroskop, mit Okular-Schraubenmikrometer bei etwa 20facher Vergrößerung.

Die Figuren, welche mit Ausnahme von Fig. 6

von links nach rechts zu lesen sind, sind genau dreifache Vergrößerungen der Originalnegative. In Fig. 1, 3, 4 und 5 sind genau je eine Unterbrechungsperiode in Fig. 2 genau zwei Unterbrechungsperioden abgebildet.

In den mitgeteilten Oszillogrammen wurde meistens die primäre Stromintensität und bisweilen auch die Änderung des magnetischen Flusses zu gleicher Zeit registriert (obere Kurve).

Der Turbinengasunterbrecher unterscheidet sich von den Unterbrechern mit Alkohol oder Petroleum durch eine erheblich bessere Wirkung. Schon Budde (Wied. Ann. **20**, 167, 1883) teilte mit, daß man bei dem Foucaultschen Unterbrecher die Oxydation des Quecksilbers

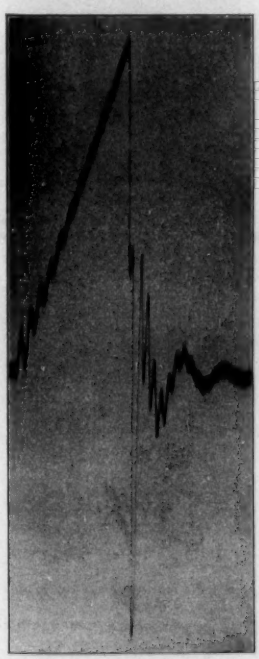


Fig. 1.

verhindern kann, indem man den ganzen Unterbrecher unter eine mit Wasserstoff gefüllte Glasglocke bringt. — Im Jahre 1908 wurde auf Veranlassung von Béclère (Arch. d'électricité médicale, 1908, XVI, S. 856) ein Turbinengasunterbrecher von Drault angefertigt. Bei vergleichenden Versuchen wurde gefunden, daß der Gasunterbrecher eine etwas höhere Unterbrechungszahl als der Alkoholunterbrecher zuläßt, daß dabei größere Ströme noch glatt unterbrochen werden, und daß bei einer etwas geringeren Stromstärke und einem viel kleineren Kondensator schon die maximale Funkenlänge erreicht wird. Aus Béclères Mitteilung, die in Deutschland wenig beachtet wurde, entnehme ich die folgende Tabelle, welche aus Versuchen an einem 30-cm-Induktor erhalten wurde.

Unterbrechung in:	Optimale prim. Kapazität.	Sekundäre Funkenl.	Mittlere prim. Stromstärke
Stickstoff	2 M.F.	22 cm dünn	4 Amp.
Kohlensäure	1 „	24 „ „	4 „
Ammoniak	1 „	30 „ „	3 „
Alkohol od. Petroleum	1 „	30 „ starker	3 „
Azetylen	0,5 „	30 „ sehr dick	2 „
Leuchtgas	0,25 „	30 „ „	1,5 „
Wasserstoff	0,2 „	30 „ flammenartig	1 „
Vakuum	0,2 „	30 „	1 „

Fig. 2.

Ich kann nur bestätigen, daß der Gasturbinenunterbrecher eine erhebliche Verbesserung der gewöhnlichen Unterbrecher darstellt und daß die Béclèreschen Angaben vollständig zutreffen.

Bei dem Betrieb des Induktors mit dem Gasunterbrecher erhielt ich andere Kurven als mit dem Alkohol- oder Petroleumunterbrecher. Während letztere nur wenig Einzelheiten zeigten, beobachtete ich an ersteren deren sehr zahlreiche. Ich erwähne sofort, daß diese besonders hervortraten, als der Induktor mit dem zugehörigen,

vom Fabrikanten beigegebenen Kondensator betrieben wurde. Ich erhielt dabei die Kurve 1 von dem 50-cm-Induktor, und die Kurve 2 von dem 30-cm-Induktor. Beide wurden gewonnen bei 110 Volt Spannung und ohne Vorschaltwiderstand. Die Unterbrechungsfrequenz betrug bei der ersten Kurve 66 pro Sekunde, bei der zweiten 137 pro Sekunde. Während der Anfertigung fand an den sekundären Klemmen ein lebhafter Funkenübergang statt von etwa 47 cm bzw. 27 cm Länge.

Bei der Betrachtung dieser Kurven zeigt sich, daß der Strom fast geradlinig ansteigt nach Stromschluß, wobei speziell am Anfang jedoch zahlreiche kleine Oszillationen auftreten. Bei der Unterbrechung fällt der Strom, wobei eine Reihe außerordentlich schneller Oszillationen einsetzt. Diese Schwingungen gehören offenbar zwei

Fig. 3.

Gruppen an, die sich teilweise superponieren: einer ersten Gruppe sehr schneller Schwingungen und einer zweiten Gruppe relativ langsamer Schwingungen, in welche die erste Gruppe allmählich übergeht. Schon bei einer ersten orientierenden Ausmessung der Kurven ergab sich, daß die Frequenz der drei Gruppen erheblich verschieden war.

Wurde die Kapazität des primären Kondensators vergrößert oder verkleinert, so änderte sich die Frequenz der beiden letzten Gruppen, während die Frequenz der Schwingungen im aufsteigenden Kurventeil unverändert blieb. Wurde Kapazität an die sekundären Klemmen angehängt, so änderte die Frequenz sämtlicher Schwingungen. Wurde die sekundäre Funkenstrecke so weit auseinander gerückt, daß kein Funkenübergang mehr stattfand, so verschwand die Gruppe der schnellsten Schwingungen im horizontalen Kurventeil (Fig. 3). Wurde die sekundäre Spirale ganz entfernt, so verschwanden auch die Schwingungen im ansteigenden Kurventeil, und zugleich wurde die Frequenz der langsamen Schwingungen erheblich größer (Fig. 4). Die Fig. 3 und 4 stammen vom 30-cm-Induktor; bei der Anfertigung war ziemlich viel Widerstand vorgeschaltet.

Die Vorgänge im Induktionsapparat können bekanntlich vorgestellt werden mittels folgender Differentialgleichungen:

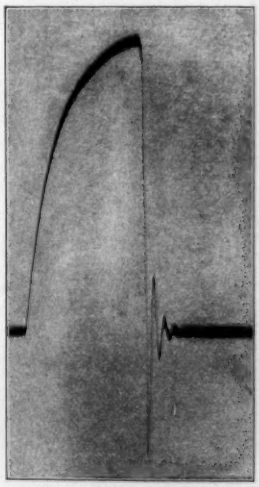


Fig. 4.

$$\left.\begin{aligned} L_1\frac{di_1}{dt}+M\frac{di_2}{dt}+R_1i_1+V_1&=0\\ L_2\frac{di_2}{dt}+M\frac{di_1}{dt}+R_2i_2+V_2&=0\\ i_1&=C_1\frac{dV_1}{dt}\\ i_2&=C_2\frac{dV_2}{dt}\end{aligned}\right\}\quad(1)$$

wobei L_1 der primäre Selbstinduktionskoeffizient
L_2 „ sekundäre „
M „ gegenseitige Induktionskoeffizient
C_1 die primäre Kapazität
C_2 „ sekundäre „
R_1 der primäre Widerstand
R_2 „ sekundäre „
V_1 die primäre E.M.K.
V_2 „ sekundäre E.M.K. vorstellen.

Die Lösung dieser Gleichungen ergibt sich nach Lösung der biquadratischen Gleichung:

$$p^4 + p^3\frac{R_1L_2 + R_2L_1}{L_1L_2 - M^2} + p^2\frac{L_1C_1 + L_2C_2 + R_1R_2C_1C_2}{C_1C_2(L_1L_2 - M^2)} + p\frac{R_1C_1 + R_2C_2}{C_1C_2(L_1L_2 - M^2)} + \frac{1}{C_1C_2(L_1L_2 - M^2)} = 0. \quad (2)$$

Setzen wir:

$$\frac{1}{L_1L_2 - M^2} = \frac{k}{L_1L_2} \text{ und } \frac{R_1}{L_1} = a, \quad \frac{R_2}{L_2} = b, \quad \frac{1}{C_1L_1} = c^2, \quad \frac{1}{C_2L_2} = d^2$$

dann erhalten wir:

$$p^4 + p^3k(a+b) + p^2k(c^2 + d^2 + ab) + p\,k(ad^2 + bc^2) + kc^2d^2 = 0. \quad (3)$$

Indem wir die Glieder mit p^3 und p deren Bedeutung gegenüber den anderen Gliedern eine relativ geringe ist, vernachlässigen, erhalten wir als erste Annäherung:

$$(p^2 + \alpha p + k(c^2 + d^2))\left(p^2 + \beta p + \frac{c^2d^2}{c^2 + d^2}\right) = 0, \quad (4)$$

wo α und β unbekannt sind und uns vorläufig nicht interessieren. Schließlich ergibt sich, daß die Lösung der Differentialgleichungen zu der Summe zweier gleichzeitig auftretenden Schwinggungen führt, welche die Frequenz besitzen:

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{k(c^2 + d^2)} \quad (5a)$$

und

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{c^2d^2}{c^2 + d^2}} \quad (5b)$$

oder nach Substitution

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{k\left(\frac{1}{C_1L_1} + \frac{1}{C_2L_2}\right)} \quad (6a)$$

und

$$\frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{C_1L_1 + C_2L_2}}. \quad (6b)$$

Setzen wir $n_1 = \frac{1}{T_1} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_1L_1}}$ als die Frequenz der eigenen Schwingungen der primären Spirale, während $n_2 = \frac{1}{T_2} = \frac{1}{2\pi\sqrt{C_2L_2}}$ die eigene Schwingungszahl für die sekundäre Spirale vorstellt, dann zeigt sich, daß bei der Stromunterbrechung sowohl in der primären als in der sekundären Spirale Schwingungen auftreten mit der Frequenz

$$N_1 = \sqrt{k}\sqrt{\frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2}} \quad (7a)$$

und

$$N_2 = \sqrt{\frac{1}{T_1^2} + \frac{1}{T_2^2}}. \quad (7b)$$

Die erste Gruppe hat eine bedeutend höhere Frequenz als die Frequenz der eigenen Schwingungen der primären und sekundären Spirale, während die zweite Gruppe eine niedrigere Frequenz aufweist.

Die Schwingungen, welche im aufsteigenden Teil der primären Stromkurve sichtbar sind, treten auf, sobald der primäre Kondensator ausgeschaltet worden ist, wobei wir also $C_1 = \infty$ setzen können. Führen wir diesen Wert für C_1 in die biquadratische Gleichung (2) ein, so erhalten wir nach einiger Transformation:

$$p^3 + p^2\frac{R_1L_2 + R_2L_1}{L_1L_2 - M^2} + p\left(\frac{R_1R_2 + \frac{L_1}{C_2}}{L_1L_2 - M^2}\right) + \frac{R_1}{L_1L_2 - M^2} = 0 \quad (8)$$

und weiter:

$$p^3 + p^2k(a+b) + p\,k(ab + d^2) + kad^2 = 0 \quad (9)$$

und als erste Annäherung hieraus:

$$(p^2 + \gamma p + kd^2)(p + a) = 0, \quad (10)$$

wobei γ unbekannt ist.

Diese Lösung zeigt, daß gedämpfte Schwingungen auftreten von einer Frequenz:

$$N_3 = \frac{1}{T_3} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{C_2L_2}} = \frac{\sqrt{k}}{T_2}. \quad (11)$$

Wir haben jetzt Formeln berechnet für die Frequenz der beobachteten Schwingungen. Messen wir diese Frequenz, so lassen sich offenbar daraus mit Hilfe der Formeln (6) oder (7) und (11) die Eigenschwingungszahlen der primären und sekundären Spirale sowie der Faktor k berechnen.

Bei der Ausmessung der Kurven 1 und 2 fand ich für die Frequenz der Schwingungsgruppen N_1, N_2 und N_3:

	N_1	N_2	N_3
50-cm-Induktor Fig. 1:	2300	365	1510
30-cm-Induktor Fig. 2:	3650	1115	2960

Hieraus läßt sich berechnen für die

	prim. Schw.	sek. Schw.	k
50-cm-Induktor	555	485	9,7
30-cm-Induktor	1370	1900	2,42

Die Richtigkeit einiger dieser Zahlen konnte nachgeprüft werden nach einer ganz anderen Methode.

Für den 30-cm-Induktor wurden früher verschiedene Konstanten genau gemessen. Aus diesen Messungen konnte k, sowie die primäre Schwingungszahl genau berechnet werden. Außerdem konnte die primäre Schwingungszahl leicht unmittelbar gemessen werden aus dem Oszillo-

gramm, das in Fig. 4 reproduziert wurde, und welches die Eigenschwingungen der primären Spirale mit dem beigefügten Kondensator zeigt nach Entfernung der sekundären Spirale.

Der primäre Selbstinduktionskoeffizient ist des Eisenkerns wegen keine konstante Größe, sondern Funktion der Stromstärke. Bei Anwendung verschiedener Meßmethoden erhielt ich Zahlen, die von 0,0250 Henry bei 0,290 Ampere bis 0,0297 Henry bei 4,16 Ampere auseinandergingen. Bei der Berechnung der Schwingungszahl wurde ein Selbstinduktionskoeffizient von 0,0275 Henry angenommen, wie derselbe bei etwa 1,0 Ampere gefunden wird. Nehmen wir die primäre Kapazität zu 0,5 M.F., welche Zahl aus den Bestimmungen mit Wechselströmen hervorging, dann ergibt sich die primäre Schwingungszahl zu 1355 pro Sekunde. Aus der Ausmessung des Oszillogramms Fig. 4 erhielt ich 1316 pro Sekunde. Mit diesen Zahlen zeigt die aus den Formeln berechnete Wechselzahl 1370 eine genügende Übereinstimmung. Ist doch jedenfalls die Kapazitätsgröße sowie die Größe des Selbstinduktionskoeffizienten nur annähernd richtig. Ebenso sind die berechneten Formeln nur Annäherungsformeln.

Da wir $\frac{1}{L_1 L_2 - M^2} = \frac{k}{L_1 L_2}$ setzten, ist $k = \frac{L_1 L_2}{L_1 L_2 - M^2}$ und kann berechnet werden, wenn wir L_1, L_2 und M kennen.

Der gegenseitige Induktionskoeffizient M wurde bestimmt zu 2,7 Henry mit der Methode von Carey Foster. L_1 wird zu 0,027 angenommen, L_2 wurde bestimmt zu 515 Henry. Folglich: $k = \frac{0{,}027 \times 515}{0{,}027 \times 515 - 2{,}7^2} = 2{,}1$.

Die Zahl k ist, wie man sogleich einsieht, abhängig vom Koppelungsfaktor $K = \sqrt{\frac{M^2}{L_1 L_2}}$ und zwar ist $K = \frac{1}{1 - k^2}$. Wir finden also, daß die unmittelbare Messung des Koppelungskoeffizienten $K = \sqrt{\frac{k-1}{k}}$ zu der Zahl 0,72 führt, während aus den Schwingungen eine Zahl von 0,74 berechnet werden konnte.

Auch hier ist wieder die Übereinstimmung eine genügende.

Durch zufällige Umstände wurde bei dem 50-cm-Induktor nur die primäre Schwingungszahl unmittelbar bestimmt zu 495 pro Sekunde: Die Größe des berechneten Koppelungskoeffizienten bei dem 50-cm-Induktor muß als besonders hoch betrachtet werden, nämlich 0,947. Ich konnte jedoch die Richtigkeit derselben nachweisen, indem ich auch die Schwingungszahl der primären Spirale bei geschlossener sekundärer Spirale bestimmte. Hierbei wird in der biquadratischen Gleichung (3) $C_2 = \infty$ und wir können in ähnlicher Weise, als es bei den Gleichungen (8), (9), (10) und (11) geschah, daraus einen Wert:

$$N_4 = \frac{1}{T_4} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{L_1 C_1}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{T_1}} \qquad (12)$$

Fig. 5.

Fig. 6.

für die Frequenz dieser Schwingungen bestimmen. Bei der Ausmessung ergab sich $N_1 = 495$ und $N_4 = 1334$, also:

$\sqrt{k} = \frac{1334}{495}$, $k = 7{,}26$ und $K = \sqrt{\frac{k-1}{k}} = 0{,}93$.

Die Größe 0,93 stimmt in zufriedenstellender Weise mit der Größe 0,947 überein.

Anfangs wurde schon erwähnt, daß bei dem Gebrauch des Gasunterbrechers die Kapazität des beigegebenen Kondensators zu groß war. Ich habe daher den kleineren Induktor auch

mit kleineren primären Kapazitäten gebraucht, wobei sich sogleich zeigte, daß der Induktor besser arbeitete, und daß die Funkenlänge bedeutend zunahm. Schon mit 0,208 μF erhielt ich eine größere Funkenlänge, während bei 0,115 M.F. das Optimum erreicht wurde. Bei 0,055 M.F. war die Funkenlänge fast so groß als bei 0,5, obgleich die Funken etwas dünner aussahen. Bei noch kleinerer Kapazität fiel die Funkenlänge schnell herab.

Bei der oszillographischen Untersuchung fand ich, daß bei den kleineren Kapazitäten bis 0,055 immer noch Schwingungen auftraten. Während die Frequenz der Gruppe N_3 im aufsteigenden Kurventeil sich dabei nicht veränderte, stieg die Schwingungszahl der Gruppe N_1 und N_2. So fand ich:

bei $C = 0{,}208$ $N_1 = 6058$ $N_2 = 1360$ $N_3 = 3180$ Fig. 5.

„ $C = 0{,}055$ $N_1 = 9000$ $N_2 = 1380$ $N_3 = 3170$ Fig. 6.

Die Gruppe der langsamen Schwingungen erreichte dabei auch eine konstante Größe von 1360, die übereinstimmt mit der eigenen Schwingungszahl der primären Spirale (s. o.).

Die Schwingungen konnten bei dieser hohen Frequenz noch ziemlich genau ausgemessen werden. Es ist selbstredend, daß wir hiermit aber ungefähr die Leistungsgrenze des Oszillographen (eigene Schwingungszahl = 10000) erreicht haben. Trotzdem läßt sich sowohl das Vorkommen derartiger schneller Schwingungen mit Bestimmtheit nachweisen, als auch, daß die Dämpfung dieser Schwingungen zunimmt, falls die Frequenz steigt. Bei 0,055 M.F. ist schon fast ein aperiodisches Abfallen des Stromes erreicht. —

Schließlich möchte ich noch bemerken, daß mit obiger Methode eine ziemlich genaue Bestimmung der eigenen Frequenz der sekundären Spirale erreicht wurde. Und da wir die Selbstinduktion kennen — hier 515 Henry —, so läßt diese Methode eine genaue Bestimmung der eigenen Kapazität dieser Spirale zu. Bei einer Frequenz von 1900 und einer Selbstinduktion von 515 Henry beträgt die eigene Kapazität:

$$C_2 = \frac{10^6}{4\pi^2 \cdot 1900^2 \cdot 515} = 13{\cdot}6 \cdot 10^{-6} \text{ M.F.}$$

Diese Zahl ist 10mal größer als diejenige, welche von Walter angegeben wird und etwa 45mal kleiner als die Zahl von Colley, wobei wenigstens Walters Größenangabe ebenfalls für ein 30 cm Kohlsches Induktorium gilt. Der Grund dieses Größenunterschiedes liegt auf der Hand; Walter hat nämlich die Kapazität bestimmt aus der Zahl unmittelbar beobachteter Schwingungen, während in dieser Arbeit eine Korrektion angebracht werden konnte, wodurch eine größere Annäherung an die tatsächlich bestehenden Größenverhältnisse erreicht wurde.

Amsterdam, April 1910.

(Eingegangen 10. Mai 1910.)

Ein registrierendes Vertikalanemometer zur Benutzung im Freiballon.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Paul Ludewig.

Die im Freiballon häufig beobachtete Erscheinung, daß entweder das Windrädchen eine starke Luftbewegung anzeigt, während das Bestelmeyersche Variometer die Vertikalgeschwindigkeit Null angibt, oder daß der Ballon nach Angabe des Variometers in starkem Fallen begriffen ist, während das Windrädchen vollkommen stillsteht, hat ihren Grund in den im Luftmeer vorhandenen vertikalen Luftströmungen. Das im folgenden beschriebene registrierende Vertikalanemometer soll über die Größe dieser vertikalen Luftbewegungen quantitative Messungen ermöglichen.

Ein von der vertikalen Luftbewegung beeinflußtes Windrädchen wird, wenn es im Freiballon verwandt wird, die Summe von zwei Ursachen anzeigen; es wird sich sowohl drehen, wenn der Ballon relativ zur ruhenden Luft steigt oder fällt; und es wird auch beeinflußt werden, wenn sich der Ballon relativ zur Meereshöhe nicht bewegt, und eine etwa vorhandene vertikale Windbewegung an ihm entlang streicht. Ist beides vorhanden, bewegt sich der Ballon innerhalb einer vertikalen Luftströmung mit einer von ihr abweichenden Geschwindigkeit oder gar in einer Richtung, die der der vertikalen Luftbewegung entgegengesetzt ist — eine Erscheinung, die bei Ballastabgabe wohl zu erreichen ist —, so überdecken sich diese beiden Ursachen in ihrer Einwirkung auf das Windrädchen und mit ihm allein wird sich die eine von der anderen nicht trennen lassen.

Ein Versuch der Messung von vertikalen Luftbewegungen muß sich also notwendigerweise auf zwei Instrumente stützen, deren mit dem richtigen Vorzeichen genommene Angaben subtrahiert ein Maß für die Intensität der vertikalen Luftströme geben werden, und zwar einmal auf ein Windrädchen, dessen Umdrehungen auf irgendeine Weise registriert werden und zweitens auf ein Instrument, das Angaben über die Relativbewegungen des Ballons zur Meereshöhe gibt.

Das letztere Problem ist in einem empfindlichen Barographen und in dem Bestelmeyerschen Variometer gelöst. Der Barograph, entsprechend geeicht, gibt direkt die Höhenkurve

der Fahrt; er wird sich aber über einen großen Meßbereich nicht genügend empfindlich machen lassen, um bei den hier beabsichtigten Versuchen genügende Genauigkeit zu geben. Es ist daher das Variometer vorzuziehen, das nach der Eichung die Vertikalgeschwindigkeit des Ballons gibt. Die verzögerte Einstellung bildet allerdings eine unangenehme Fehlerquelle.

Die Schwierigkeit liegt danach nur in der Konstruktion eines registrierenden Vertikalanemometers, das für den hier in Frage kommenden Zweck folgende Eigenschaften haben muß:

1. Es muß genügend empfindlich sein, d. h. es muß sich schon bei Luftströmungen von ca. 10 cm pro Sekunde drehen.
2. Es darf nicht zu große Trägheit besitzen, d. h. die einmal angenommene Bewegung nicht zu lange beibehalten; es soll also den Luftströmungen möglichst schnell folgen.
3. Die Registrierung muß so eingerichtet sein, daß die Drehrichtung zum Ausdruck kommt.
4. Die Registrierung muß sich, um brauchbare Werte zu ergeben, mindestens über eine Stunde erstrecken lassen.

Die unter 1. angegebene Bedingung der großen Empfindlichkeit in der Umgebung des Nullpunktes bildet die Hauptschwierigkeit bei der Wahl der Registriervorrichtung. Das Problem, die Geschwindigkeit einer Drehbewegung zu registrieren, ist gewiß nicht neu. Es gibt eine große Anzahl von Lösungen, die für die rein technischen Anwendungen recht brauchbar sind. Sie versagen hier aber alle, da sie zur Registrierung die Energie aus der zu registrierenden Drehbewegung selbst nehmen. Das ist aber für unsern Fall nicht möglich, da sonst gerade in der Umgebung des Nullpunktes die Empfindlichkeit des Windrädchens außerordentlich herabgemindert sein würde.

Auch der Gedanke, auf die Achse des Windrädchens den zwischen einem permanenten Magneten beweglichen Anker eines kleinen Gleichstromgenerators zu setzen, dessen Spannung mit der Tourenzahl zunimmt, und diese Spannung mit einem empfindlichen registrierenden Voltmeter aufschreiben zu lassen, ist vom Verfasser aufgegeben worden, um die Bewegung des Windrädchens nicht durch die Registriervorrichtung zu beeinflussen.

Um die von den bisherigen Methoden unerfüllte Bedingung zu erfüllen, bleibt danach nur ein Weg, nämlich der, durch die Drehbewegung einen Lichtstrahl periodisch abzublenden und sein Aufblitzen zugleich photographisch auf ein vorbeirollendes, lichtempfindliches Band registrieren zu lassen. Dabei tritt aber eine neue Schwierigkeit auf, da die Bedingung 3 auch die Registrierung der Drehrichtung verlangt.

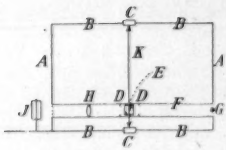


Fig. 1.

Die Lösung dieses Problems gelang in der folgenden Weise:

Innerhalb eines Zylinders A (vgl. Fig. 1 und 2) ist in den beiden durch die Verstrebungen B getragenen Lagern CC die Achse des Windrädchens gelagert. Die Flügel, die sich in Fig. 1 in dem oberen Teil des Zylinders A befinden, sind nicht gezeichnet. Quer durch den unteren

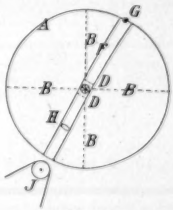


Fig. 2.

Teil des Zylinders geht ein Rohr F, das den zur Registrierung nötigen Lichtstrahl leitet. Auf der Achse des Windrädchens, die mitten durch das Rohr F mit genügend Spielraum hindurchgeht, befindet sich innerhalb des Rohres F ein kleiner Messingzylinder E. Dieser Zylinder ist in Fig. 3 noch-

Fig. 3.

Fig. 4.

mals abgebildet; er enthält quer durch seine Achse hindurch drei Durchbohrungen (vgl. auch Fig. 2), die in Winkeln von 60° versetzt sind und sich zugleich in verschiedener Höhe des Zylinders befinden. Wickelt man die Zylinderfläche ab, so erhält man das in Fig. 4 gegebene Bild.

Läßt man jetzt durch die kleine, mit Reflektor versehene Glühlampe G einen Lichtstrahl durch das Rohr hindurchfallen, so wird er durch

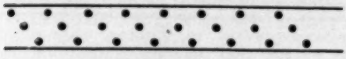


Fig. 5.

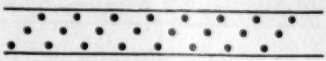


Fig. 6.

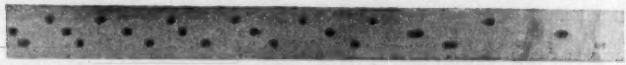


Fig. 7.

Fig. 8.

das mit den Durchbohrungen versehene Zylinderstück rhythmisch abgeblendet und hindurchgelassen. Eine Linse H bildet die von dem Lichtstrahl durchlaufenen Löcher auf einem über die Rolle I laufenden lichtempfindlichen Papier ab. Dreht sich die Achse des Windrädchens, so wird auf dem photographischen Papier ein Bild entstehen, wie es Fig. 5 zeigt, wechselt die Drehrichtung, so entsteht das Bild der Fig. 6.

Die dicht vor dem Zylinder E angebrachten Blenden D sollen verhindern, daß neben der Durchführung der Achse hindurchtretende Tageslicht auf das photographische Papier gelangt.

Die Röhre F ist innen geschwärzt, um schädliche Reflexe, die von der Wandung herrühren könnten, zu verhindern.

Das zur photographischen Registrierung benutzte Negativpapier — von der Firma Schäufelen-Heilbronn — hat eine Breite von 1 cm und eine Länge von 10 m, die zur Registrierung für eine Stunde ausreicht.

Ein paar charakteristische Teile des nach dieser Methode aufgenommenen Streifens photographischen Papieres zeigen Fig. 7 und 8. Bei der Aufnahme der Fig. 7 drehte sich das Windrädchen mit langsam zunehmender Geschwindigkeit; bei der Aufnahme der Fig. 8 wurde ein paarmal die Richtung des von Hand gedrehten Windrädchens geändert, und zwar findet bei $A\,B\,C\,D$ eine Änderung der Drehrichtung statt, die jeweils in der Art der Punktzusammenstellung zum Ausdruck kommt.

Zur Auswertung dieser Streifen braucht man naturgemäß Zeitmarken. Die Methode, nach der die Zeit auf dem photographischen Papier registriert wird, sowie die übrigen konstruktiven Einzelheiten werden später bei Mitteilung der mit dem Apparat erhaltenen Versuchsergebnisse ausführlich besprochen werden.

Die Konstruktion des Apparates ist von der Firma Spindler & Hoyer in Göttingen übernommen.

Die wissenschaftliche Abteilung des Frankfurter Vereins für Luftschiffahrt stellte in dankenswerter Weise einen Teil der für die Konstruktion des ersten Modells nötigen Mittel zur Verfügung.

April 1910. Physikalischer Verein zu Frankfurt a. M.

(Eingegangen 21. April 1910.)

Notiz über die Radioaktivität des Brunnenwassers zu Mülhausen (Elsaß).

Von Wolf Johannes Müller.

Schon vor längerer Zeit hatte ich qualitativ festgestellt, daß das gewöhnliche Brunnenwasser der Wasserleitung zu Mülhausen (Elsaß) eine ziemlich beträchtliche Radioaktivität aufwies. Mit Hilfe eines Elektrometers nach H. W. Schmidt habe ich einige genauere Versuche über Größe und Art dieser Aktivität angestellt, über welche ich nachstehend kurz berichten möchte.

Die Messungen wurden in der Weise angestellt, wie H. W. Schmidt und Kurz[1]) in ihrer Arbeit es angeben. Die Aktivität wurde nach der Durchströmungsmethode gemessen; die durch die Emanation hervorgerufene Stromstärke wurde $12^1/_2$ Minuten lang beobachtet, dann die Emanation ausgeblasen und die Restaktivität beobachtet. Während der $12^1/_2$ Minuten stieg die Stromstärke um etwa 15 Proz. im Mittel an, ein Sinken in der ersten Minute, was der Anwesenheit von Thoremanation entspräche, wurde nie beobachtet.

Der Wert des Voltabfalls, nach Abzug der

1) Vgl. H. W. Schmidt u. K. Kurz, diese Zeitschr. 7, 209, 1906.

Restaktivität nach dem Ausblasen, betrug in verschiedenen Versuchen unter gleichen Bedingungen 0,0269; 0,0278; 0,0276 Volt, im Mittel 0,0274 Volt/sec. Der Inhalt des Wassergefäßes war 1370, der der Verbindungen 270 und der des Zerstreuungsgefäßes 965 cm³, nach der bekannten Formel ergibt sich hieraus die Zerstreuung, die die in einem Liter enthaltene Menge Emanation ergibt, zu

$$a\,V = \frac{1000}{500}\left|\frac{965 + 270 + 1370}{965}\right|$$

$$\left(1 + 0{,}25\,\frac{500}{1365}\right)\cdot 0{,}0274 = 0{,}162\,,$$

welche Zahl noch zu korrigieren ist für die Abhängigkeit des Sättigungsstroms von der Form des zylindrischen Zerstreuungsgefäßes, diese Korrektur beträgt nach Enane

$$F = \left(\frac{1}{1 - C\cdot\frac{O}{V}}\right),$$

wo O die Oberfläche, V das Volumen des Zerstreuungsgefäßes und C eine empirische Konstante = 0,52 bedeutet. Da $O = 600\cdot 4\,\text{cm}^2$ war, ist

$$F = \left(\frac{1}{1 - 0{,}52\cdot\frac{600\cdot 4}{965\cdot 1}}\right) = 1{,}47\,.$$

$a\,V$ ist demnach $= 0{,}162\cdot 1{,}47 = 0{,}238$ Volt/sec. Schätzen wir die Kapazität des Zerstreuungselektrometers zu etwa 10 cm[1]), so ergibt sich hieraus der Sättigungsstrom in G.S.E.

$$\frac{0{,}238\cdot 10}{300} = 0{,}00795\,,$$

d. h. die Aktivität des Wassers beträgt rund 8 Macheeinheiten.

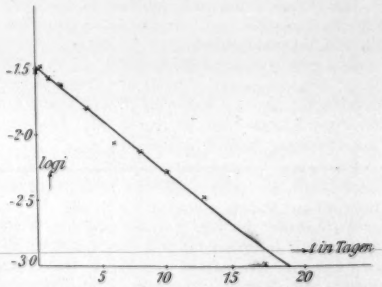
Wenn auch die Angaben verschiedener Instrumente nicht ohne weiteres miteinander verglichen werden können[2]), so kann man doch der Größenordnung nach sagen, daß das Brunnenwasser zu Mülhausen eine Aktivität aufweist, welche sonst nur bei Heilquellen gefunden wird. Ob dies auf einer Beimischung einer sehr stark radioaktiven Quelle zum Brunnenwasser beruht, oder ob die Wässer des ganzen Dollergebiets, aus dem das Brunnenwasser gepumpt wird, eine derartige gleichmäßig hohe Aktivität zeigen, müssen erst Untersuchungen im ganzen Quellgebiet zeigen.

1) Diese Schätzung entspricht Angaben, die über die Kapazität von Instrumenten nach H. W. Schmidt gegeben sind, leider stand mir eine Anordnung zur genauen Messung der Kapazität nicht zur Verfügung, jedoch glaube ich, daß die Annahme auf + 20 Proz. richtig ist und zur Feststellung der Größenordnung der Aktivität des Wassers genügt.

2) Vgl. Marie Randall, Chemikerzeitung, S. 299, 1910.

Was die Natur der hier beobachteten Radioaktivität anlangt, war nach dem Anstieg der Zerstreuungswerte zu Anfang wahrscheinlich, daß es sich um Radiumemanation handelte. Eine Entscheidung hierüber konnten Beobachtungen über das Abklingen der Aktivität ergeben. Diese wurden folgendermaßen angestellt: Eine Reihe von Flaschen wurden zu einer bestimmten Zeit vollständig mit Brunnenwasser gefüllt und gleichzeitig die Aktivität des Wassers nach der Durchströmungsmethode bestimmt. Nach bestimmten, gemessenen Zeiten wurde jeweils aus einer neuen Flasche $^1/_2$ Liter Wasser in das Schüttelgefäß eingefüllt und die Aktivität gemessen. Als Wert für die Aktivität wurde das Mittel über die während der ersten $12^1/_2$ Minuten beobachteten Zerstreuungswerte genommen, wobei nur die normale Zerstreuung 0,0006 Volt/sec. von den beobachteten Mittelwerten in Abzug gebracht wurde. Folgende Tabelle enthält die Resultate einer derartigen Versuchsreihe, die erste Kolonne enthält die Zeit in Tagen, die zweite das Mittel der Zerstreuungswerte.

t in Tagen	Voltabfall δ im Mittel	t in Tagen	Voltabfall δ im Mittel
0	0,0302	8,03	0,0076
0,39	0,0328	10,1	0,0053
1,02	0,0272	13,0	0,0033
2,0	0,0241	17,35	0,0012
4,02	0,0159	21,0	0,0004
6,07	0,0087		



In vorstehender Figur sind die Werte des Log. des Voltabfalls mit der Zeit aufgezeichnet. Die durchgezogene Kurve ist für den Abfall von Radiumemanation mit einer Halbzeitkonstante von 3,75 Tagen[1]) und einem, dem höchsten beobachteten Wert entsprechenden Anfangswert eingezeichnet. Man sieht ohne weiteres, daß die beobachteten Punkte in den Fehlergrenzen der Beobachtungen sich der Radium-

1) Vgl. Rümelin, diese Zeitschr. 8, 803, 1907.

emanationskurve anschließen, eine bemerkenswerte bleibende Restaktivität des Wassers ist offenbar nicht vorhanden.

Daraus folgt, daß die Radioaktivität des Wassers höchstwahrscheinlich nur von einem Gehalt an Radiumemanation veranlaßt wird.

Mülhausen (Elsaß), Städtische Chemieschule, Physikalisch-chem. Abteilung, April 1910.

(Eingegangen 21. April 1910.)

Dämpfung elektrischer Schwingungen beim Funkenübergang in verschiedenen Gasen.

Von Wilh. Eickhoff.

In dieser Zeitschr. **10**, 703, 1909 veröffentlicht Herr Curt Richter unter obigem Titel einen Auszug aus seiner Hallenser Doktordissertation.

In der Tabelle (S. 706) seiner Arbeit sind für verschiedene Funkenlängen die von Rempp, Eickhoff, v. Traubenberg und Richter beim Funkenübergang in Luft ermittelten Dekrementwerte nebeneinander gestellt. Herr Richter weist auf den verschiedenen Verlauf der Remppschen und meiner Kurven gegenüber denjenigen von v. Traubenberg und der von ihm selbst gemessenen Resultate hin und gibt hierfür eine Erklärung, welche ich schon durchgreifender in meiner Arbeit[1]) „Über das Sprühen von Kondensatoren" gegeben habe. Für die oben angeführte Tabelle sind willkürliche Werte aus einer meiner Arbeiten genommen worden, welche weniger den Zweck hatte, Absolutmessungen von Dekrementen zu machen, als einen Vergleich über die Dämpfungen von Einfach- und Serienfunkenstrecken in Kondensatorkreisen anzustellen. Hätte Herr Richter aus meiner schon zitierten Arbeit, worin ich die Bedeutung des Sprühens von Kondensatoren für die Resonanzschärfe, also für Messungen nach der Bjerknesschen Methode klargelegt habe, die Kurve der „Einzelflasche unter Öl" (d. h. der Einfluß des Sprühens war annähernd eliminiert) genommen, so hätte er — abgesehen von den Remppschen Messungen[1]), welche aus dem Jahre 1904 stammen — die folgende Tabelle erhalten, wo alle 3 Meßreihen denselben Charakter, eben die Abnahme des Dekrementes mit zunehmender Funkenlänge, zeigen.

Funkenlänge	Eickhoff C=2000 cm	v. Traubenberg C=8000 cm	Richter C=8000 cm
4 mm	0,090	0,080	0,109
5 „	0,082	0,075	0,102
6 „	0,077	0,070	0,097
7 „	0,072	0,065	0,095
8 „	0,070	0,063	0,093
9 „	0,068	0,062	0,091
10 „	0,066	0,061	0,090

1) Diese Zeitschr. **8**, 564, 1907.

1) Die Remppschen Resultate waren für die Technik der Funkentelegraphie bestimmt und für sie von größter Bedeutung, weil sie mit denselben Anordnungen gewonnen wurden, wie man sie dort noch vor kurzem verwendete. Sie hatten den großen Vorzug, daß sie zum erstenmal die Größe des Funkenwiderstandes, über den bis dahin die größte Unklarheit herrschte, zahlenmäßig bestimmten.

Hamburg, Januar 1910.

(Eingegangen 25. April 1910.)

PHYSIKALISCHE TECHNIK.

Ein sehr einfacher Apparat für Gasverflüssigung.

Von Carl Benedicks.

Zur Verflüssigung der meisten Gase braucht man ja, auch nahe bei den kritischen Temperaturen, nur Drucke, die 100 Atm. nicht übersteigen; bei Kohlensäure ist z. B. der kritische Druck etwa 73 Atm. Werden nun die Druckapparate in größerem Maßstab ausgeführt, wie der vorzügliche, aber oft schwer zu handhabende Cailletetsche Apparat, setzt dies allerdings eine sehr feste Konstruktion voraus, mit entsprechenden Darstellungskosten. Es läßt sich aber eine sehr erhebliche Vereinfachung unter Innehalten nur kleiner Dimensionen des Druckapparates erzielen, und zwar auf folgende Weise.

Ein dickwandiges Glasrohr mit etwa 1,1 mm lichter Weite, von etwa 15 cm Länge, wird unten ein wenig erweitert (Fig. 1, *a*), oben zu einer Spitze ausgezogen, so daß ein immerhin dickwandiges Stück, 1 bis 1,5 cm lang, von, sagen wir, 0,2 bis 0,3 mm lichter Weite entsteht. Das zu verflüssigende Gas, z. B. CO_2, wird bis zur vollständigen Luftverdrängung durchgeleitet; dann wird bei *b* zugeschmolzen. Das Gas wird dann durch eine kleine Quecksilbermenge bei *c* abgesperrt (*a* nach oben halten, *Hg*-Tropfen zufügen, durch Einführen einer Stecknadel, die dem Gas genügend Ausfluß gibt, wird das *Hg* tief genug eingeführt; oder mit dünnwandiger Kapillare *Hg*-Tropfen direkt einführen. Es empfiehlt sich, während dem Füllen das Rohr abgekühlt zu erhalten, um mehr Gas zu bekommen).

Fig. 1.

Schließlich wird der eigentliche Druckkolben, der für etwa 100 Atm. dicht sein soll (bei dem gewählten inneren Durchmesser entspricht dies ja nur einem Druck von etwa 1 kg!), auf folgende Weise hergestellt. Aus dünnem Leder (etwa 1 mm dick), das mit Wachs-Vaselingemisch oder dergleichen imprägniert wurde, werden mit einem Locheisen einige winzige runde Plättchen ausgestanzt, deren Durchmesser der lichten Weite des Rohres gleichkommt (wenn ein passendes Locheisen nicht vorhanden ist, wird ein solches leicht hergestellt durch Ausbohren eines dicken Stahldrahtes, der dann gehärtet wird, Fig. 2). Dazu werden noch aus

Fig. 2.

härterem Material, etwa aus einer ganz dünnen Vulkanfiberplatte, einige runde Plättchen ausgestanzt, die am besten etwas kleiner sind, so daß sie in das Rohr leicht hineinkommen. Nun werden abwechselnd solche weiche und harte Plättchen (*d* und *e*) eingeschoben (etwa drei bis vier von jeder Art, eine Lederplatte *d* zuerst, bei dem *Hg*) und zuletzt ein Stückchen gerader Stahldraht *f* (von der Länge des Rohres), welches beinahe das Innere ausfüllt (Fig. 1).

Der Apparat ist dann gebrauchsfertig: ein leiser Druck auf den Stahldraht — auch nur mit der Spitze des kleinen Fingers! — genügt, den Druckkolben einzupressen und schließlich den verengten Rohrteil über dem *Hg*-Meniskus mit flüssiger Kohlensäure usw. zu füllen.

Durch das Vorhandensein der härteren Plättchen werden die Lederplättchen in radialer Richtung stark ausgepreßt, so daß die Dichtung eine ausgezeichnete wird; keine Spur von Quecksilber geht durch. Die Friktion ist verhältnismäßig groß, aber der Druck des verflüssigten Gases ist jedenfalls kräftig genug, um den Kolben, nach Entlastung des äußeren Druckes, wieder zur vollständigen Vergasung zurückzutreiben.

Jede Explosionsgefahr ist der kleinen Dimensionen des Apparates wegen ganz ausgeschlossen; wird nach vollständiger Verflüssigung des Gases der Druck gesteigert, bricht allerdings das Rohr schließlich, aber in sehr friedlicher Weise!

Zur Demonstration der kritischen Erscheinungen verwende ich einfach eine gewöhnliche Holzzwinge (Fig. 3). In der Richtung der

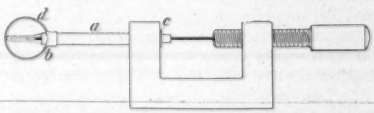


Fig. 3.

Schraube ist dieselbe durchbohrt und in dem Bohrloch ein Messingrohr *a* angebracht, das bei *b* eingeengt, bei *c* mit einem angelöteten Flansch versehen ist; das Glasrohr wird darin eingeschoben, so daß die Spitze links herausragt; beim Drehen der Schraube ist es leicht, den Flüssigkeitsmeniskus im Kapillarraum entstehen zu lassen und leise zu bewegen. Für eine gute Projektion (Objektiv mit kurzer Brennweite zu benutzen!) ist es zu empfehlen, die Spitze des Rohres in einem kleinen, mit Glyzerin gefüllten Plangefäß (*d*, Fig. 3) untertauchen zu lassen (besteht aus einem Messingring mit seitlichem Rohrstutz, Glaswände mit Picein angekittet). Außer einem Brechungsindex, der demjenigen des Glases ziemlich nahe kommt, bietet das Glyzerin folgenden Vorteil: nach Demonstration der Verflüssigung der Kohlensäure bei Zimmertemperatur wird das Kühlgefäß des Projektionsapparates entfernt; des großen Absorptionsvermögens des Glyzerins für große Wellenlängen wegen steigt die Temperatur des Plangefäßes sehr schnell, so daß die kritische Temperatur (31°) bald erreicht und keine Verflüssigung mehr möglich ist; andererseits schützt

das Glyzeringefäß das kurzbrennweitige Objektiv gegen Erhitzung.

Einige verschiedene Anwendungen dieses einfachen Apparates lassen sich voraussehen. So dürfte es für das Übungslaboratorium nicht unwillkommen sein, die kritischen Daten, Verflüssigungsdiagramme usw., bestimmen zu können. Dabei empfiehlt es sich, als Druckmesser ein zweites ebensolches Rohr anzuwenden, das mit trockener Luft gefüllt ist (beide Rohre werden zuerst geteilt und kalibriert) und das mit demselben Stahldraht (freies Ende!) gedrückt wird wie das Verflüssigungsrohr. Dadurch wird nur die Differenz der Kolbenfriktionen übrig bleiben; um auch diese, wenn nötig, zu eliminieren, sind Ablesungen sowohl bei zunehmendem wie bei abnehmendem Druck vorzunehmen.

Wegen der äußerst niedrigen Herstellungskosten dürfte sich dieser Gasverflüssigungsapparat auch für den Schulgebrauch sehr gut eignen.

Upsala, Chemisches Universitätslaboratorium, Mai 1910.

(Eingegangen 14. Mai 1910.)

BESPRECHUNGEN.

J. J. Thomson, Die Korpuskulartheorie der Materie. Autorisierte Übersetzung von G. Siebert. (Die Wissenschaft. Heft 25.) 8. VIII u. 166 S. Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1908. M. 5.—, gebunden M. 5.80

Ein Buch Thomsons bedarf natürlich in einer physikalischen Zeitschrift keiner Empfehlung. Ich beschränke mich daher darauf, einige besonders wichtige Partien desselben herauszuheben. Im ersten Kapitel dürften von besonderem Interesse sein die Versuche Thomsons, aus denen er schließt, daß in außerordentlich verdünnten Gasen die Träger der positiven Ladungen unabhängig von der Gasfüllung werden; es gibt nach dem Verf. zwei und nur zwei e/m-Werte; der eine $5 \cdot 10^3$ und der andere doppelt so groß. Diese „positive Kugel", wie Thomson sie nennt, spielt eine große Rolle in dem Bilde vom Bau des Atoms, von welchem der Verf. im 6. Kapitel ausführlich handelt. Im 7. Kapitel werden mehrere Methoden beschrieben, um die Anzahl der Elektronen im Atom zu bestimmen. Eine von diesen beruht auf den optischen Eigenschaften der Körper (Dispersion und Absorption) und führt zu dem Resultat, daß die Zahl der Elektronen klein, etwa von der Größenordnung des Atomgewichts ist. Hier ist vielleicht nicht mit genügender Deutlichkeit hervorgehoben, daß diese Methoden nur einen kleinen Teil der überhaupt vorhandenen Elektronen zu liefern brauchen und liefern, da ja das Zeemansche Phänomen und die Serienspektren ungeheure Elektronenzahlen pro Atom voraussetzen. — Die Übersetzung läßt manchmal zu wünschen übrig. Cl. Schaefer.

A. Righi, Strahlende Materie und magnetische Strahlen. Aus dem Italienischen übersetzt von M. Iklé. gr. 8. VIII u. 391 S. mit 74 Figuren. Leipzig, J. A. Barth. 1909. M. 6,40, geb. M. 7,20

Das Buch enthält die neuesten Untersuchungen des Verfassers über die von ihm als magnetische bezeichneten Strahlen. — Vorweg werden in dem ersten Teil in vier Kapiteln (Einleitung, Strahlen negativer Elektronen, Strahlen positiver Ionen, Die Möglichkeit des Vorkommens anderer Strahlen) die verschiedenen in evakuierten Röhren auftretenden Strahlenarten behandelt. Erst der zweite Teil handelt von den „magnetischen Strahlen".

Zur Annahme der Existenz solcher besonderen Strahlen führten, nach Hinweis früherer Autoren, den Verfasser die Erscheinungen in evakuierten Röhren bei Anwendung sehr starker Magnetfelder, die hier parallel den Kraftlinien sich bewegenden Strahlen ließen bei näherer Betrachtung die zunächst naheliegende Auffassung derselben, als um die Kraftlinien sich herumwindender negativer Elektronen, nicht zu. Der Verfasser betrachtet deshalb Systeme, gebildet aus einem positiven Ion und einem in zwar kleinem, aber doch nicht unendlich kleinem Abstande um dasselbe rotierenden negativen Elektron, Systeme also, die in der Mitte stehen zwischen den stabilen elektrisch neutralen Atomen oder Molekülen und den völlig in positive Ionen und negative Elektronen gespaltenen Bruchteilen.

Die Stabilität solcher Gebilde wird durch ein Magnetfeld im allgemeinen erhöht, sie erfahren ferner ponderomotorische Kräfte im Magnetfelde.

Righi nimmt nun an, daß die magnetischen Strahlen, die dem Verlauf der Kraftlinien folgen und weder als negative Elektronen noch als positive Ionen aus verschiedenen Gründen gedeutet werden können, als solche aus einem positiven Ion und negativen Elektron gebildeten Doppelsternen bestehen.

Der Verfasser hat diese Hypothese nach verschiedenen Richtungen hin experimental geprüft und bestätigen können. Da er erst kürzlich einen Bericht über seine Untersuchungen in dieser Zeitschrift gebracht hat, erübrigt sich hier ein näheres Eingehen darauf. Es handelt sich hier ja um noch im Fluß befindliche Untersuchungen, die auch für den, der kritisch der Erklärung Righis gegenübersteht, sehr viel Interessantes und Anregendes bieten.

Die vorzügliche Übersetzung ist dem Original völlig gerecht geworden. —

Die deutsche Ausgabe hat gegenüber der italienischen einige vom Autor selbst herrührende kleine Änderungen erfahren und außerdem im Anfang, in dem einige „Mathematische Ableitungen" gegeben sind, zwei größere Zusätze erhalten. F. Krüger.

E. Liebenthal, Praktische Photometrie. gr. 8. XV u. 445 S. mit 201 Abbildungen. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn. 1907. M. 19.—, gebunden M. 20.—

Das vorliegende Werk füllt zweifellos eine Lücke der physikalischen und technischen Literatur aus, denn es gibt in gedrängter Darstellung so gut wie alles, was

auf dem Gebiete der Photometrie für den Physiker sowohl als für den Praktiker zu wissen notwendig ist. Der Verf. ist dabei mit Geschick der Gefahr entgangen, lediglich ein praktisches Werk zu schaffen; vielmehr sind überall wissenschaftliche und theoretische Gesichtspunkte, die ja nach Boltzmann „etwas eminent Praktisches" im weiteren Sinne sind, in die Darstellung verwoben. Das Werk sei bestens empfohlen.

Cl. Schaefer.

H. Weber u. J. Wellstein, Enzyklopädie der Elementar-Mathematik. Ein Handbuch für Lehrer und Studierende. In 3 Bänden. III. Bd.: Angewandte Elementar-Mathematik. gr. 8. XIII u. 666 S. mit 358 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 14.—

Der vorliegende dritte Band des bekannten Werkes, an dem außer den Herausgebern auch noch R. H. Weber wesentlich mitgearbeitet hat, behandelt in 5 Büchern folgende Gegenstände:

1. Buch: Mechanik (Wellstein und R. H Weber); 2. Buch: Elektrische und magnetische Kraftlinien (R. H. Weber); 3. Buch: Maxima und Minima (H. Weber); 4. Buch: Wahrscheinlichkeitsrechnung (H. Weber); 5. Buch: Graphik (Wellstein). Dazu treten noch einige Zusätze und Berichtigungen zu den vorhergehenden Bänden.

Das Hauptinteresse der Leser dieser Zeitschrift konzentriert sich naturgemäß auf die physikalischen Teile. Unter diesen möchte ich besonders das 2. Buch (Elektrische und magnetische Kraftlinien) als eine prächtige Leistung hervorheben: da ist alles so abgerundet und klar, kein Wort zu viel und zu wenig, daß man daran wirklich restlos seine Freude haben kann. Das Werk sei allen Fachgenossen bestens empfohlen.

Cl. Schaefer.

G. Bornemann, Stöchiometrie. Grundzüge der Lehre von den chemischen Berechnungen. Mit 59 durchgerechneten Beispielen und 265 Aufgaben. 8. VIII u. 192 S. Leipzig, S. Hirzel. 1909. In Leinen gebunden M. 4.—

Das vorliegende Buch, dessen Verf. als Lehrer an der Kgl. Gewerbeakademie in Chemnitz wirkt, ist dazu bestimmt, Anfänger in die Theorie und die Praxis des einfachen chemischen Rechnens einzuführen. Die durchaus elementar gehaltene, aber doch von selbständigem Urteil des Verfs. zeugenden Darlegungen sind im allgemeinen als sachgemäß zu bezeichnen, nur hätten sie sich an manchen Stellen vielleicht etwas einfacher gestalten lassen. Ob es zweckmäßig ist, auch nach den neueren Fortschritten der Atomtheorie nach der Seite ihrer experimentellen Begründung hin noch auf die Benutzung des Atom- und Molekularbegriffes als Ausgangspunkt für so elementare Darlegungen, wie hier in Frage stehen, zugunsten der für den Anfänger zweifellos sehr viel weniger leicht verständlichen direkten Ableitung aus empirischen Daten zu verzichten, mag dahin gestellt bleiben. B. stellt jedenfalls in Anlehnung an Ostwald die empirische Ableitung in den Vordergrund und zeigt erst in einem folgenden Kapitel, wie sich die regelmäßigen Zahlenverhältnisse durch die Lehre von den Atomen und Molekülen erklären, d. h. verständlich machen lassen, jedoch scheint es mir nach den schönen Arbeiten von Perrin, Svedberg, Seddig, Ehrenhaft, Rutherford, Geiger, Regener u. A. durchaus zulässig, die Atomtheorie wieder in den Mittelpunkt der Stöchiometrie zu stellen, aus dem sie in jüngster Zeit verdrängt zu werden Gefahr lief. Gleichwohl ist nicht zu bezweifeln, daß die vorliegende Stöchiometrie beim Unterricht recht gute Dienste wird leisten können.

Werner Mecklenburg (Clausthal i. H.).

E. Fabry, Traité de mathématiques générales. Paris, A. Hermann. 1909.

Der Verfasser des vorliegenden Buches stellt sich die Aufgabe, Chemiker, Physiker, Ingenieure und Studierende der Mathematik in fast alle Gebiete der höheren Mathematik einzuführen, die für praktische Anwendungen nötig sind. Weniger dem Umfange (440 Seiten in Oktav) als dem behandelten Lehrstoffe nach ist es etwa unserem deutschen Lehrbuche von Kiepert zu vergleichen. Im Unterschied von früheren französischen, für Techniker bestimmten Handbüchern geht der Verf. nur in wenigen Punkten über entsprechende deutsche Lehrbücher hinaus. So werden die Oberflächenintegrale (Stokesscher und Greenscher Satz), partielle Differentialgleichungen freilich nur auf 8 bezw. 6 (!) Seiten behandelt. Daß die analytische Geometrie, die u. a. sogar die Theorie der Kegelflächen und Kreisschnitte bei Flächen zweiten Grades bringt, erst weit hinter der Bildung des Funktionenbegriffes und der Ableitung behandelt wird, erscheint Ref. als ein erheblicher Mangel, da die graphische Darstellung, wie allgemein anerkannt wird, den Gang der analytischen Untersuchung wesentlich erleichtert. Ein Schlußkapitel von 57 Seiten ist der Mechanik gewidmet, in welchem schon nach wenigen Seiten die Kraftlinien und die Potentialfunktion analytisch formuliert werden. Natürlich ist durch die große Fülle des Inhalts nicht nur in diesem Teile, sondern überhaupt eine solche Knappheit der Darlegung bedingt, daß weder von einer leichtfaßlichen Darstellung noch von einer strengen Auseinandersetzung der grundlegenden Prinzipien die Rede sein kann. Oft hat sich der Leser nur mit Andeutungen zu begnügen. So findet z. B. die Methode der kleinsten Quadrate, ebenso wie die Theorie der Fourierschen Reihe auf einer einzigen Seite Platz. An einer andern Stelle bringt es der Verf. fertig, die gewöhnlichen Differentialgleichungen (singuläre Lösungen, lineare homogene Gleichungen, die Gleichungen von Lagrange, Clairant, Euler und die Trajektorien) auf 10 Seiten zu behandeln.

E. Juretzka.

Hugo Buchholz, Das mechanische Potential (nach Vorlesungen von Boltzmann bearbeitet) und Die Theorie der Figur der Erde. Zur Einführung in die höhere Geodäsie (angewandte Mathematik). Erster Teil. Lex. 8. XVI u. 470 S. mit 137 Fig. Leipzig, J. A. Barth. 1908. M. 15.—, gebunden M. 16.—

Das vorliegende Werk soll nach Absicht des Verfassers zur Einführung in die höhere Geodäsie dienen. Mit der Entwickelung der letzteren ist im vorliegenden ersten Teile erst der Anfang gemacht, während der Hauptinhalt des Bandes durch eine recht gut gelungene Darstellung der Potentialtheorie gebildet wird, die sich im wesentlichen an eine vom Verf. nachgeschriebene Boltzmannsche Vorlesung anschließt. Auch derjenige, den die geodätischen Probleme nicht interessieren, wird daher mit Nutzen sich dieses Werkes

bedienen können; auch für Studierende erscheint es mir recht geeignet. Cl. Schaefer.

Rudolf Blochmann, Grundlagen der Elektrotechnik. (No. 168 der Sammlung „Aus Natur und Geisteswelt".) 8. IV u. 106 S. mit 128 Abbildungen im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. M. 1.—, gebunden M. 1.25

Das vorliegende Werkchen sucht möglichst populär in die Elektrotechnik einzuführen. Es ist, wie es so häufig bei derartigen Büchern der Fall ist, dem Fehler der Oberflächlichkeit nicht entgangen, und ich fürchte, daß seine hauptsächliche Wirkung die sein wird, daß Laien, die es gelesen haben, glauben werden, sie verstünden jetzt etwas von der Sache. Cl. Schaefer.

K. Heun, Lehrbuch der Mechanik. I. Teil: Kinematik. Der Sammlung Schubert 37. Band. Leipzig, G. J. Göschen. 1908. Geb. M. 8.—

Der Inhalt des Werkes gliedert sich folgendermaßen:

Einleitung (Allgemeines, Operieren mit Vektoren, Elementarbegriffe aus der Theorie der Raumkurven);

I. Abschnitt: Kinematik des Punktes (Bewegung auf freier Bahn, auf einer Fläche, auf einer festen Kurve);

II. Abschnitt: Elementare Punktsysteme (zwangläufige Mechanismen mit gesonderten Massenpunkten, Punktverbindungen mit zwei Einheitsgraden, ebene Stabketten, spannende Beschleunigung bei gebundenen Systemen);

III. Abschnitt: Kinematik des starren Körpers (getrennte Positionen eines starren Körpers, kinematische Elementarvektoren am starren System, Systemgrößen für den starren Körper);

IV. Abschnitt: Ketten aus starren Körpern;

V. Abschnitt: Allgemeine Systeme.

Aus dieser Inhaltsangabe dürfte die Anlage des Buches genügend hervorgehen, wie auchdie Reichhaltigkeit des verarbeiteten Stoffes.

Da die Darstellung für Anfänger beabsichtigt ist, so möchte ich bemerken, daß sie mir persönlich recht schwierig und wenig durchsichtig scheint. Dazu trägt bei der Umstand, daß der Verf. für die Vektorrechnung seine eigenen Bezeichnungen benutzt, statt sich an diejenigen der mathematischen Enzyklopädie zu halten. Die Begründung des Verf. für diese Abweichung ist mehr als dürftig.

Wer sich durch die angegebenen Mängel der Darstellung von einem intensiven Studium nicht abschrecken läßt, wird das Werk im übrigen schätzen lernen. Cl. Schaefer.

J. D. van der Waals, Lehrbuch der Thermodynamik in ihrer Anwendung auf das Gleichgewicht von Systemen in gasförmig-flüssigen Phasen. Nach Vorlesungen bearbeitet von Ph. Kohnstamm. Erster Teil. XII u. 287 S. (Amsterdam) Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1908. Geb. M. 12.—

Der Inhalt des vorliegenden Werkes deckt sich nach Angabe des Vorwortes von van der Waals im wesentlichen mit dessen Vorlesungen über Thermodynamik, die hauptsächlich den Zweck haben, Resultate eigener Untersuchungen zu geben. Schon daraus geht hervor, daß man es hier mit einem Buche zu tun hat von großer Eigenart, das vielfach — um nicht zu sagen überall — andere Wege geht, als die bei uns üblichen Lehrbücher der Thermodynamik. Der Inhalt gliedert sich folgendermaßen: I. Abschnitt (Erster Hauptsatz und Anwendungen); II. Abschnitt (Zweiter Hauptsatz und Anwendungen); III. Abschnitt (Die Gleichgewichtsprinzipien und Anwendungen); IV. Abschnitt (Thermodynamische Theorie der Kapillarität). Es sei nur ganz allgemein bemerkt, daß in dem Werke hauptsächlich die Methoden der holländischen Schule angewandt werden, die von der Hand eines Meisters dargestellt zu sehen, für alle Fachgenossen von hohem Interesse sein dürfte. Cl. Schaefer.

J. Fröhlich, Experimentelle Erforschung und theoretische Deutung der allgemeinen Gesetzmäßigkeiten der Polarisation des gebeugten Lichtes. (Aus math. u. naturwiss. Berichte aus Ungarn.) gr. 8. XVI u. 358 S. mit 35 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1907. Gebunden M. 18.—

Das vorliegende Buch ist ein Sonderabdruck aus den „Mathematischen und naturwissenschaftlichen Berichten aus Ungarn", Bd. 22. Es ist kein Lehrbuch, sondern eine in breitester Weise geschriebene Originalabhandlung, so daß ein detailliertes Referat unmöglich ist. Sie zerfällt in drei Teile:

Der erste Abschnitt ist rein historisch; hier fällt es auf, daß manche wichtigen neueren Arbeiten gar nicht erwähnt sind, obwohl sonst Abhandlungen besprochen werden, die mit dem Thema gar keinen Zusammenhang haben.

Der zweite, theoretische Teil beschäftigt sich mit der physikalischen Darstellung der Kugelwellensysteme, die zur Beschreibung der hier auftretenden Polarisationsanordnungen geeignet sind: es sind die vom Verf. so genannten zirkumaxialen, meridionalen und isogonalen Kugelwellen.

Der dritte, experimentelle Teil erweitert die bisherigen Untersuchungen über die Polarisation des von Glasgittern gebeugten Lichtes hauptsächlich in folgenden Richtungen: Während man bisher nur die in der Beugungsebene fortschreitenden Strahlen untersuchte, beobachtete Verf. das ganze räumliche Strahlensystem. Um den Einfluß der Größe des Furchenintervalls festzustellen, benutzte Verf. Gitter mit vier zueinander senkrechten Strichsystemen, die von 0,5 mm bis 0,00116 mm Distanz in maximo variierten. Er findet in den allermeisten Fällen Unabhängigkeit des Polarisationszustandes vom Gitterintervall.

Verf. glaubt aus seinen Untersuchungen u. a. folgenden Schluß ziehen zu können: „Es folgt in ausschließlich zwingender Weise, unabhängig von jeder Hypothese über die Natur des Lichtes, daß der die sekundären Wellen erregende einfallende Lichtvektor nur senkrecht zu seiner Polarisationsebene gerichtet sein kann". Cl. Schaefer.

H. Pellat, Cours de l'Électricité. Tome III. Paris, Gauthier-Villars. 1908.

Das vorliegende Buch ist der Schlußband des Pellatschen Werkes, dessen erste Bände ich früher in dieser Zeitschrift angezeigt habe. Der dritte Band behandelt in drei Kapiteln die Elektrolyse, die Elektrokapillarität, die Erscheinungen der Ionen und Elektronen. Obwohl im allgemeinen des Vorzugs der französischen

Lehrbücher, der Klarheit der Darstellung, nicht entbehrend, ist doch auch dieser dritte Band im einzelnen manchmal recht unzuverlässig und kann daher nur mit Vorsicht benutzt werden. Um nur aus dem letzten Kapitel einiges herauszugreifen: Verf. gibt eine unrichtige Erklärung von der Ionisation der Luft durch den photoelektrischen Effekt; er benutzt das Wort „Ionisation" in zwei voneinander etwas abweichenden Bedeutungen; er führt den Versuch von Geitler, den dieser Autor selbst zurückgezogen hat, als Beweis für die magnetische Wirkung der Kathodenstrahlen an usw. Ganz nebenbei möge noch eine Eigenart des Pellatschen Buches erwähnt werden: alle Beweise sind aus dem Text in die Anmerkungen verbannt, was weder bequem noch pädagogisch ist. Als Kuriosum sei noch ein Anhang erwähnt, in dem der Verf. die bekannte Nernstsche Theorie, welche die Kontaktpotentialdifferenzen zwischen Elektrolyten und Metallen in Zusammenhang mit den osmotischen Phänomenen bringt, einer Kritik unterzieht; sie scheint ihm zwar nicht ohne heuristische Verdienste, aber doch so bedenklich, daß er sie nicht in den eigentlichen Text aufnehmen wollte. Diese Kritik beweist lediglich, daß der Verfasser die Nernstsche Theorie nicht verstanden hat.

Cl. Schaefer.

Tagesereignisse.

Von dem Programm der **82. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte** (Naturforscherversammlung), die vom 18. bis 24. September d. Js. in Königsberg i. Pr. tagen wird, dürfte folgendes von allgemeinem Interesse sein. Es werden sprechen: in der ersten, am 19. September in der großen Festhalle des Tiergartens stattfindenden „Allgemeinen Sitzung" Külpe (Bonn) über „Erkenntnistheorie und Naturwissenschaft" und Cramer (Göttingen) über „Pubertät und Schule", in der am 22. September im Konzertsaal des Tiergartens stattfindenden „Gemeinsamen Sitzung beider Hauptgruppen" Zenneck (Ludwigshafen) über „Gewinnung und Verwendung des Luftstickstoffes" und Ach (Königsberg) „Über den Willen", und in der zweiten, am 23. September im Konzertsaal des Tiergartens stattfindenden „Allgemeinen Sitzung" Tornquist (Königsberg) über „Geologie des Samlandes", Planck (Berlin) über „Die Stellung der neueren Physik zur mechanischen Naturanschauung" und v. Monakow (Zürich) über „Lokalisation der Hirnfunktionen". In Verbindung mit der Naturforscherversammlung, und zwar vor ihr, wird eine 14tägige Dampferrundfahrt in der Ostsee stattfinden, die von Swinemünde ausgehen und nach Wisby auf Gotland, Stockholm, Helsingfors, Wiborg (von wo aus ein Ausflug nach den Imatrafällen geplant ist), Petersburg, Riga und schließlich nach Pillau führen wird. Von dort wird ein Sonderzug die Teilnehmer an der Fahrt rechtzeitig zum Beginn der Versammlung nach Königsberg bringen. Nähere Mitteilungen über diese Dampferfahrt, an der nur 220 Personen teilnehmen können, sind von dem Vorsitzenden des Verkehrsausschusses, Kaufmann Chr. Bothe in Königsberg, Schleusenstraße 6, oder von dessen Stellvertreter, Dr. Rosenstock, Königstraße 80, zu beziehen.

98. Jahresversammlung der Schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft, 4.—7. September 1910 in Basel. Für die allgemeinen Sitzungen stehen folgende Vorträge in Aussicht:

W. Ostwald (Leipzig): Über Naturphilosophie;
E. v. Drygalski (München): Die Vereisung von Meeresräumen, ihre Möglichkeiten, Entwicklung und Wirkung;
Ph. Guye (Genf): Les infiniments petits de la Chimie;
L. Rollier (Zürich): La Molasse de la Suisse et du Haut-Rhin;
P. Sarasin (Basel): Weltnaturschutz.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Warschau Dr. L. Teletow für Chemie, an der Böhmischen Universität Prag Dr. Posejpel für Experimentalphysik, an der Universität Lausanne Dr. Porchet für Chemie, an der Universität Leipzig Dr. J. E. Lilienfeld für theoretische Physik.

Ernannt: An der Universität von Wisconsin der a. o. Professor Dr. Max Mason zum ord. Professor der Mathematik, zu außerordentlichen Professoren die Assistantprofessoren E. B. Skinner für mathematische Physik und L. R. Ingersoll für Physik, an der Columbia-Universität Dr. Edward Kaßner zum ord. Professor der Mathematik, an der Harvard-Universität Dr. R. de C. Ward zum ord. Professor der Klimatologie, an der Technischen Hochschule Drontheim Universitäts-Stipendiat Dr. C. N. Kiiber in Christiania zum ord. Professor für organische Chemie, an der Universität von Nord-Dakota in Grand Forks Dr. B. J. Spence von der Princeton-Universität zum Assistantprofessor für Physik und G. A. Abott zum Professor für Chemie, am Stevens Institute of Technology in Halifax Dr. A. St. McKensie zum Professor für Physik, an der Stanford-Universität in Palo Alto W. A. Hillebrand zum Assistantprofessor für Elektrotechnik, der Honorarprofessor für Telegraphie und Signalwesen an der Technischen Hochschule Dresden Geh. Baurat Dr. Richard Ulbricht zum Präsidenten der Generaldirektion der Sächsischen Staatsbahn, Dr. Jean Perrin zum Professor der physikalischen Chemie an der „Faculté des sciences der Universität Paris, Dr. Frederick Lincoln Chase zum Direktor des Astronomical Observatory an der Yale-Universität in New Haven, der Chief Assistant am Royal Observatory zu Greenwich Dr. Philip Herbert Cowell zum Leiter des Nautical Almanac, an der Cornell University zu ord. Professoren J. L. Hutchinson und Virgil Snyder für Mathematik sowie A. W. Browne für Chemie, der Dozent an der Universität von Wisconsin Nathan C. Grimes zum Professor der Mathematik an der Universität von Arizona.

Berufen: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Göttingen Dr. Johannes Hartmann in gleicher Eigenschaft an die Universität Wien.

Abgelehnt: Der a. o. Professor an der Universität München Dr. Karl T. Fischer hat die Berufung zum ord. Professor der mathematischen Physik, angewandten Thermodynamik und Elektrotechnik an der Universität La Plata abgelehnt.

Auszeichnung: Die Wiener Akademie der Wissenschaften verlieh den Freihert-v.-Baumgartner-Preis an den Professor der Physik an der Technischen Hochschule in Aachen Dr. Johannes Stark für seine Arbeiten über den „Doppler-Effekt bei Kanalstrahlen" und den Haitinger-Preis an den Professor für Chemie an der Wiener Technischen Hochschule Dr. Anton Skrabal für analytische Arbeiten, sowie den Lieben-Preis an den Privatdozenten für Physik an der Universität Wien Dr. Felix Ehrenhaft in Wien für seine Untersuchungen über die Brownschen Bewegungen in Gasen. Der große Preis der Ungarischen Akademie der Wissenschaften in Budapest im betrage von 200 Golddukaten wurde für das Septennium 1903—1909 dem Geh. Hofrat Prof. der Physik Dr. Izidor Fröhlich daselbst für seine Untersuchungen über die Polarisation des gebeugten Lichtes zuerkannt.

In den Ruhestand: Der ord. Professor der mathematischen Physik an der Deutschen Universität Prag Dr. Ferdinand Lippich (als Nachfolger vorgeschlagen der a. o. Professor an der Universität Zürich Dr. Albert Einstein).

Gestorben: Der ord. Professor der Physik an der Universität Clermont-Ferrand und Direktor des Meteorologischen Observatoriums des Puy de Dôme Dr. B. Brunhes.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

Physikalische Zeitschrift

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Professor Dr. **M. Abraham**, Professor Dr. **L. Ambronn**, Professor Dr. **H. Boruttau**, Professor Dr. **E. Bose**, Professor Dr. **A. Coehn**, Professor Dr. **Th. Des Coudres**, Professor Dr. **W. Kaufmann**, Professor Dr. **H. Lorenz**, Professor Dr. **E. Meyer**, Professor Dr. **L. Rhumbler**, Professor Dr. **K. Schaum**, Professor Dr. **G. C. Schmidt**, Professor Dr. **K. Schwarzschild**, Professor Dr. **E. Wiechert**, Professor Dr. **E. Zermelo.**

Herausgegeben von

Dr. **E. RIECKE**
o. ö. Professor an der Universität Göttingen.

und

Dr. **H. TH. SIMON**
o. ö. Professor an der Universität Göttingen.

Redaktion: Professor Dr. **F. KRÜGER** in Danzig-Langfuhr.

ELFTER JAHRGANG.

1910.

ZWEITER HALBBAND.

Mit vierundzwanzig Tafeln.

Leipzig,
Verlag von S. Hirzel.
1910.